

**Präzisionsmessung der
 $^{23}\text{P}_1$ - $^{3}\text{P}_2$ -Feinstrukturaufspaltung
Helium-ähnlichen Fluors**

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Freien Universität Berlin
Fachbereich Physik

vorgelegt von
Peter Kuske
aus Berlin

~~Juni 1982~~

1983



**Präzisionsmessung der
 2^3P_1 - $3P_2$ -Feinstrukturaufspaltung
Helium-ähnlichen Fluors**

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Freien Universität Berlin
Fachbereich Physik

vorgelegt von
Peter Kuske
aus Berlin

Juli 1982

1. Referent: Prof. Dr. H. J. Andrä

2. Referent: Prof. Dr. I. V. Hertel

Tag der letzten mündlichen Prüfung: 13. Januar 1983

Präzisionsmessung der
 $2^3P_1 - ^3P_2$ -Feinstrukturaufspaltung
Helium-ähnlichen Fluors

Zusammenarbeit zur Realisierung dieses Experiments

Diese Arbeit ist das Resultat einer langjährigen Zusammenarbeit zwischen den Ionenstrahlspektroskopie-Arbeitsgruppen in Oxford und Berlin unter der Leitung von J.D.Silver und H.J.Andrä. Zur Realisierung des hier beschriebenen Experiments wurden folgende Aufgaben an beide Gruppen verteilt: Oxford war für die Optimierung des CO_2 -Lasersystems und Computer gesteuerte Datenerfassung während des Experimentes zuständig. Berlins Verantwortlichkeit erstreckte sich auf die Entwicklung und Herstellung der Messkammer sowie den Aufbau des Detektionssystems. Diese Vorarbeiten wurden im wesentlichen von Ed Myers und mir durchgeführt. Im August 1980 bauten wir das Experiment in Oxford auf und begannen mit den Messungen. Alle weiteren Entwicklungen während der über ein Jahr verteilten Messungen sind das Resultat gemeinsamer Anstrengungen. Ed Myers konzentrierte sich dabei auf die mit der Geschwindigkeitsbestimmung und Computerauswertung zusammenhängenden Probleme und mein besonderes Interesse galt dem durch den Laser induzierten Untergrund. Diese Arbeitsteilung spiegelt sich auch in unseren beiden Doktorarbeiten wider, ohne daß ich im folgenden darauf noch einmal hinweise: So stellt die aufwendige, von Ed Myers in Oxford durchgeführte Auswertung der Messungen die Voraussetzung für mein viertes Kapitel dar. Auch die von mir in Berlin angestellten Berechnungen zur Fein- und Hyperfeinstruktur wurden nur aufgrund der engen Zusammenarbeit möglich.

INHALTSVERZEICHNIS

Abstract	8
I. Einleitung	9
II.1 Berechnung der 2^3P Feinstrukturaufspaltung Helium-ähnlicher Ionen	11
1.1 Feinstruktur Helium-ähnlicher Ionen	12
1.2 Rechenmethoden	13
2.A Hamiltonoperator in Breit-Pauli-Näherung	13
2.B Hamiltonoperator in relativistischer Näherung	14
1.3 Störungstheorie in 2.Ordnung	17
1.4 Korrektur der Feinstruktur durch anomales magnetisches Moment des Elektrons	20
1.5 Resultate für die Feinstrukturaufspaltung in Helium-ähnlichem Fluor	20
II.2 Hyperfeinstruktur der 2^3P -Zustände Helium- ähnlicher Ionen	22
2.1 Berechnung der Hyperfeinstruktur-Beiträge in 2.Ordnung Störungstheorie	22
2.2 Matrixelemente des H_{HFS} Operators	24
2.3 Korrekturen an den HFS-Konstanten	26
2.4 Ergebnisse für Helium-ähnliches Fluor	28
III. Experimentelle Bestimmung der 2^3P -Feinstruktur Helium-ähnlichen Fluors	30
III.1 Die physikalischen Grundlagen	31
III.2 Aufbau des Experimentes und Durchführung der Experimente	33
III.3 Abschätzung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses	36
3.1 Laserinduzierter $M1$ -Übergang	37
3.2 Korrekturen an der Größe des Signals	42
3.3 Einfluß von Kaskaden	45
3.1 Bestimmung des Verhältnisses der Besetzungen	

der 2^3P_1 - und 2^3P_2 - Zustände	45
3.2 Abschätzung des Untergrundes	48
III.3.4 Abschätzung der Signalstärke für die bisher durchgeführten Experimente	50
III.3.5 Betrachtung der Linienform	51
III.4 Aufbau des Detektionssystems	55
III.4.1 Arbeitsweise des Proportionalzählers	55
III.4.2 Untersuchungen an Proportionalzählrohren	
2.1 Beschreibung des Versuchsaufbaus	59
2.2 Abhängigkeit der Pulshöhe von der Zählrate	61
Pulshöhenverlust als Funktion der Länge L und Breite B des Zählrohrfensters	63
2.3 Langzeittests	65
Ablagerungen auf dem Draht als Ursache der Zählratenabhängigkeit der Pulshöhe	67
2.4 Verzögerte Koinzidenzmessungen	68
III.4.3 Interpretation der Messergebnisse und Erkenntnisse für das Feinstrukturexperiment	70
3.1 Abhängigkeit der Pulshöhe von der Zählrate	71
3.2 Zählratenempfindlichkeit der Pulshöhe als Funktion von Länge und Breite des Zählrohrfensters	72
3.3 Verzögerte Koinzidenzmessungen	74
3.4 Erkenntnisse für das Feinstrukturexperiment	75
III.4.4 Aufbau der Detektionskanäle im Feinstrukturexperiment	76
III.5 Beschreibung der Experimentierkammer	81
III.6 Erste experimentelle Ergebnisse	85
IV. Auswertung der Experimente	91
IV.1 Untersuchung des Untergrundes	91
IV.1.1 Aus den Feinstrukturmessungen vorliegende Informationen	
1.1 Abhängigkeit des offsets von der Position des Detektors	92
1.2 Abhängigkeit des offsets von der Energie der Ionen	93

1.3 Abhängigkeit des offsets von Laserleistung und Laserlinie	94
IV.1.2 Interpretation und Erklärungsversuche	95
2.1 Lebensdauer hoher n-Zustände	96
2.2 Größe der E1-Dipolmatrixelemente	97
2.3 Theoretische Beschreibung der Ion-Laser-Wechselwirkung	98
2.4 Diskussion eines $\Delta n=0$ -Überganges am Beispiel des $8^3S_1-8^3P_J$	100
2.5 Diskussion eines $\Delta n=0$ -Interkombinations-Überganges	101
2.6 Diskussion eines laserinduzierten $\Delta n=1$ -Überganges	105
2.7 Die Wechselwirkung (fast entarteter Zustände) mit einem statischen elektrischen Feld	107
IV.1.3 Weitergehende Untersuchungen	108
3.1 Experimente mit einem statischen elektrischen Feld	109
3.2 Experimente mit einem zeitlich variierenden elektrischen Feld	116
3.3 Laserinduzierter Übergang $n=24 - n'=25$	118
3.4 Zusammenfassung der zusätzlichen experimentellen Informationen	120
IV.2 Bestimmung der $2^3P_1-2^3P_2$ -Feinstrukturaufspaltung aus den Messungen	121
IV.2.1 Experimentelle Bestimmung der Geschwindigkeit	122
IV.2.2 Auswertung der Laserresonanzen	130
2.1 Bestimmung des Maximums der Resonanzkurve	131
2.2 Bestimmung des Winkels zwischen Laser- und Ionenstrahl	133
2.3 Frequenz der Laserlinien	134
IV.2.3 Ergebnisse	135
3.1 Feinstrukturaufspaltung $\Delta \nu_{12}$ Helium-ähnlichen Fluors	139
3.2 Feinstruktur der 2^3P -Zustände Helium-ähnlicher Ionen	141
V. Zusammenfassung	145

Anhang	
A1. Hamiltonoperator in Breit-Pauli-Näherung	145
A2. Auswertung des Hamiltonoperators in relativistischer Näherung	150
A3. Korrektur der 2^3P -Feinstruktur durch das anomale magnetische Moment des Elektrons	158
A4. Beiträge zur 2^3P -Feinstruktur in 2.Ordnung Störungstheorie	161
A5. Kaskadenmodell	164
A6. Berechnung der Potentialverteilung im Zählrohr durch eine Ladungswolke	166
A7. Berechnung der Zählratenabhängigkeit der Pulshöhe	172
Literatur	174
Danksagung	183
Lebenslauf	184

ABSTRACT

We have performed a direct measurement of the three hyperfine components of the $1s2p\ ^3P_1 - ^3P_2$ fine structure interval in helium-like fluorine. A high-power CO_2 -laser is used to induce magnetic dipole transitions in foil excited fluorine ions. Our results are:

$F' - F$	
3/2-5/2	$961.768(25)\text{cm}^{-1}$
1/2-3/2	$953.614(26)\text{cm}^{-1}$
3/2-3/2	$941.149(30)\text{cm}^{-1}$

A theoretical calculation of the hyperfine structure must include the effect of singlet-triplet mixing. We obtain for the $F^{7+}\ 1s2p\ ^3P_1 - ^3P_2$ fine structure interval:

$$\Delta\nu_{12} = 957.89(2)\text{cm}^{-1}$$

This precise experimental value is in excellent agreement with our theoretical estimate of the splitting:

$$\Delta\nu_{12} = 957.87(6)\text{cm}^{-1}$$

I. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird über die experimentelle Bestimmung der $2^3P_1 - 2^3P_2$ Aufspaltung in Helium-ähnlichem Fluor mit einer Unsicherheit von $2 \cdot 10^{-5}$ berichtet. Die theoretische Abschätzung dieses Feinstrukturintervalls liefert eine exzellente Übereinstimmung mit dem experimentellen Resultat - sie hat aber nur eine Genauigkeit von $6 \cdot 10^{-5}$.

Als die experimentelle Bestimmung der 2^3P -Feinstruktur Helium-ähnlichen Fluors erstmalig erwogen wurde (1974), war sie als Test theoretischer Arbeiten gedacht, die höhere relativistische Effekte des Zwei-Elektronen-Systems behandeln. Aus Feinstrukturmessungen in Helium sollte mit einem so überprüften Theoriewert die Feinstrukturkonstante α bestimmt werden. Heute muß der zweite Punkt aus verschiedenen Gründen als überholt gelten: Zum einen gelingt über die Messung des quantisierten Hallwiderstandes gewisser Verbindungen und mit Hilfe anderer Größen eine Bestimmung von α auf .089ppm genau (TGF82). Die experimentelle Bestimmung des ΔV_{01} Intervalls in Helium mit einer vergleichbaren Präzision erfordert die Festlegung der Resonanzmitte auf 1/1000 der natürlichen Linienbreite! - Zum anderen zeigt eine Analyse der Theorie der Feinstruktur, daß für Helium andere Effekte höherer Ordnung als für Helium-ähnliches Fluor dominant sind. Als Motiv einer präzisen 2^3P -Feinstrukturmessung in einem hochionisierten Helium-ähnlichen System bleibt somit die Überprüfung aktueller Theorien der relativistischen Behandlung dieses Zwei-Elektronen- und damit vergleichsweise einfachen atomaren Systems.

In Kapitel II dieser Arbeit gebe ich einen Überblick über den Stand der Theorie, präsentiere die Ergebnisse eigener Rechnungen und komme so zu einem Wert für die $2^3P - \Delta V_{12}$ Aufspaltung in F^{7+} , der wegen der relativ einfachen theoretischen Ansätze nur auf $6 \cdot 10^{-5}$ genau ist. Der zweite Teil dieses Kapitels behandelt die aufgrund des Kernspins $I=1/2$ von ^{19}F auftretenden Hyperfeinstruktur der 2^3P -Zustände. Die hohe in unserer Messung angestrebte Präzision erfordert zur Bestimmung der Feinstruktur die Diagonalisierung der Matrix:

$$\langle 1s2p^{2S'+1}P_{J',F'} | H_0 + H_{FS} + H_{HFS} | 1s2p^{2S+1}P_{J,F} \rangle$$



Im nächsten Kapitel beschreibe ich das von uns durchgeführte Experiment. Zur Produktion Helium-ähnlichen Fluors benutzen wir die Beam-foil Technik, bei der hochenergetische Ionen durch dünne Kohlenstoff-Folien geschossen werden. Diese nichtselektive Anregung führt hinter der Folie durch den Unterschied der Lebensdauern von 2^3P_1 und 2^3P_2 zu einer Ungleichbesetzung dieser Zustände. Mit einem über den Dopplereffekt abstimmbaren, intensiven CO_2 -Laser kann ein $M1$ -Übergang induziert und dann auch durch Detektion des 1^1S_0 - 2^2P_1 Zerfalls nachgewiesen werden. In Kapitel III betrachte ich gewisse Aspekte dieses Aufbaus. Ausführlich werden die Abschätzung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses und die Konstruktion der Messkammer behandelt. Einen breiten Raum nimmt darüberhinaus die Diskussion der Eigenschaften der verwendeten Detektoren (Proportionalzählrohre) ein. Durch die Resultate zusätzlicher Untersuchungen kann das Vorhandensein einer Raumladung als Ursache der von der Zählrate abhängigen Pulshöhenreduzierungen bestätigt werden. Die ursprüngliche Raumladungstheorie (Hen69) muß man jedoch in wesentlichen Punkten modifizieren, um Einklang mit den experimentellen Ergebnissen zu erzielen.

Kapitel IV über die Auswertung der Experimente ist zweigeteilt. Bei unseren Feinstrukturmessungen trat ein quasi nichtresonantes, vom Laser induziertes Signal auf, dessen Ursachen theoretisch und durch weitere Versuche auch experimentell untersucht wurden. Die Diskussion der Ergebnisse findet man in Abschnitt IV.1. Der zweite Teil des vierten Kapitels beschäftigt sich mit der Auswertung der Feinstrukturmessungen. Es gelingt eine experimentelle Bestimmung der drei Hyperfeinkomponenten des 2^3P_1 - 2^3P_2 Intervalls auf $2.5\text{--}3 \cdot 10^{-5}$ genau. Mit Hilfe der berechneten Hyperfeinanteile kann dann die reine 2^3P Feinstrukturaufspaltung des hypothetischen kernspinlosen Helium-ähnlichen Fluors mit einer Unsicherheit von $2 \cdot 10^{-5}$ gewonnen werden. Unser Ergebnis ist damit um zwei Größenordnungen genauer als bisherige experimentelle Resultate. Ein Vergleich mit dem hier ebenfalls vorgelegten, auf theoretischem Wege gewonnenen Wert zeigt exzellente Übereinstimmung, die von anderen Rechnungen nicht erreicht wird.

II.1 Berechnung der 2^3P Feinstrukturaufspaltung Helium- ähnlicher Ionen

Die Berechnung der Feinstrukturaufspaltungen mit einer Genauigkeit von 10^{-6} wurde bisher nur für Helium durchgeführt (DDH72, LeS78). In diesem Kapitel will ich den Versuch unternehmen, die Feinstruktur des 2^3P -Zustandes in Helium-ähnlichen Ionen (z.B. FVIII) genauer als bisher theoretisch zu bestimmen. Die hier erreichte Genauigkeit beträgt wegen der relativ einfachen Form der verwendeten Lösungsansätze nur einige 10^{-5} . Meine Rechnungen deuten jedoch an, wo mit aufwendigeren Wellenfunktionen und Operatoren gearbeitet werden muß. Die Berechnung der Feinstrukturen läßt sich in folgende drei Schritte unterteilen:

1. α^2 -Term: 1.Ordnung Störungstheorie = Bestimmung der Erwartungswerte des spinabhängigen Feinstruktur-Operators mit nichtrelativistischen Wellenfunktionen
2. α^3 -Term: Quantenelektrodynamische Korrektur (anomales magnetisches Moment des Elektrons), kann aus den Resultaten des 1. Schrittes gewonnen werden
3. α^4 - und höhere Terme:
 - A) Berechnung der Beiträge des Operators in 2.Ordnung Störungstheorie
 - B) Berechnung der Erwartungswerte eines spinabhängigen Operators höherer Ordnung

Bei meinen eigenen Rechnungen zu 3.A) und 3.B) folge ich Drakes Ansatz einer allgemeinen relativistischen Theorie (Dra79). Zum besseren Verständnis dieses Ansatzes gehe ich zunächst auf den Feinstruktur-Operator von Zwei-Elektronen-Systemen und Möglichkeiten zu dessen Auswertung in Breit-Pauli- und sogenannter relativistischer Form ein. Als Resultat dieses Abschnitts präsentiere ich Ergebnisse zu Schritt 1 (APS71) und 3.A,B (eigene Rechnungen). Im darauffolgenden Teil behandle ich den α^3 -Term (Schritt 2). Auch hierzu werden neue Resultate dargestellt. Ich beschließe dieses Kapitel mit einer Auflistung aller zur Feinstrukturaufspaltung beitragenden und hier betrachteten Effekte.

II.1.1 Feinstruktur Helium-ähnlicher Ionen

In Wasserstoff-ähnlichen Systemen können die Wechselwirkungen, die die Feinstrukturaufspaltung verursachen, in relativistische und quantenelektrodynamische unterteilt werden. Für Helium-ähnliche Systeme ist das nicht möglich. Breit (Bre29, Bre30, Bre32) hat folgenden Hamiltonoperator eingeführt, der relativistische und quantenelektrodynamische Effekte, soweit sie den Austausch von Photonen betreffen, approximiert:

$$B = - \frac{e^2}{2r_{12}} (\vec{\alpha}_1 \cdot \vec{\alpha}_2 + \frac{(\vec{\alpha}_1 \cdot \vec{r}_{12})(\vec{\alpha}_2 \cdot \vec{r}_{12})}{r_{12}^2})$$

Dieser sogenannte Breit-Operator ist eigentlich die Summe aus der unretardierten Wechselwirkung zwischen zwei Dirac-Strömen (MaJ71) und der retardierter Ladungs-Ladungs-Wechselwirkung (Bre29). Der Operator enthält diese Wechselwirkungen nur in einer genäherten Form, bei der in jedem Augenblick nur ein Photon ausgetauscht wird (Suc80).

Zum besseren Verständnis der beiden Methoden, die zur Berechnung der Feinstruktur angewendet werden, ist es erforderlich, den gesamten Hamiltonoperator zu betrachten:

$$H = \sum H_D(i) + \frac{e^2}{r_{12}} + B + H_{MP}$$

hierbei sind:

$$H_D(i) = c \vec{\alpha}_i \cdot \vec{p}_i + \beta_i m c^2 - Ze^2/r_i$$

α_i, β_i gegeben aus Standard 4x4 Dirac-Matrizen
des i-ten Elektrons

$$\frac{e^2}{r_{12}} \quad \text{Coulomb Abstoßung zwischen den Elektronen}$$

B Breit-Operator

$$H_{MP} = - m_e / M_{He} \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2$$

Massenpolarisations-Operator, der die endliche Masse des Kerns über die Änderung der Rydbergkonstanten ($R \rightarrow R M/(M+m)$) hinaus einbezieht.

Dieser Hamiltonoperator enthält noch nicht den wichtigen "Ein-Elektronen"-Lambshift-Term.

II.1.2 Rechenmethoden

Für die störungstheoretische Auswertung kann dieser Hamiltonoperator auf unterschiedliche Weise in H_0 und H_{per} zerlegt werden. Dabei läßt man sich von der Beobachtung leiten, daß die Korrelation der beiden Elektronen für kleine Kernladungen Z wichtig ist, relativistische Effekte aber für hohe Z an Einfluß gewinnen. Je nachdem wird also H_0 nichtrelativistisch sein und die Coulomb Wechselwirkung enthalten oder H_0 wird relativistisch aber ohne Coulombterm angesetzt.

II.1.2.A Hamiltonoperator in Breit-Pauli-Näherung

Wir schreiben den Hamiltonoperator so:

$$H^{\text{BP}} = H_0^{\text{BP}} + H_{\text{per}}^{\text{BP}}$$

dabei sind (BeSS7):

$$H_0^{\text{BP}} = \sum \left(\frac{p_i^2}{2} - \frac{1}{r_i} \right) + \frac{1}{Zr_{12}}$$

$$H_{\text{per}}^{\text{BP}} = \alpha^2 Z^2 (H_1 + H_2 + H_3 + H_4 + H_5) + H_{\text{MP}}$$

(H_1 siehe Anhang A1.)

Diese Zerlegung ist sinnvoll für kleine Kernladungen Z . Dabei gilt genähert die LS-Kopplung. Die Eigenfunktionen von H_0 (nichtrelativistisch) werden dann benutzt, um die Erwartungswerte von $H_{\text{per}}^{\text{BP}}$ zu berechnen. Accad et al. (APS71) haben Eigenwerte und Eigenfunktionen (aus bis zu mehreren hundert Termen in der Entwicklung) zu H_0^{BP} aus Variationsrechnungen bestimmt. Die mit diesen komplizierten Wellenfunktionen berechneten Störenergien $\langle H_{\text{per}}^{\text{BP}} \rangle$ enthalten Mehrphotonen-Austauschbeiträge proportional α^2 .

II.1.2.B Hamiltonoperator in relativistischer Näherung

Hier schreiben wir den Hamiltonoperator in dieser Form:

$$H^{\text{rel}} = H_0^{\text{rel}} + H_{\text{per}}^{\text{rel}}$$

dabei sind

$$H_0^{\text{rel}} = \sum \frac{\beta_i}{\alpha^2 Z^2} + \frac{\vec{\alpha}_i \vec{p}_i}{Z} - \frac{1}{r_i}$$

$$H_{\text{per}}^{\text{rel}} = \frac{1}{Z r_{12}} \left(1 - \frac{1}{2} \vec{\alpha}_1 \vec{\alpha}_2 + \frac{(\vec{\alpha}_1 \vec{r}_{12})(\vec{\alpha}_2 \vec{r}_{12})}{r_{12}^2} \right)$$

In dieser Zerlegung ist H_0^{rel} die Summe der Ein-Elektronen-Dirac-Hamiltons und der Störoperator enthält die Coulomb- und Breit-Wechselwirkung. Die Eigenfunktionen zu H_0^{rel} können als Produkte der bekannten relativistischen Dirac Wellenfunktionen des Wasserstoffs geschrieben werden. Erwartungswerte des Störoperators $H_{\text{per}}^{\text{rel}}$ berechnet man dann mit diesen Produktwellenfunktionen (siehe Anhang A2.). Die mit diesem Ansatz berechnete Feinstrukturaufspaltung enthält die Ein-Photonen-Austauschbeiträge zur Breit-Wechselwirkung in allen Potenzen von $\alpha^2 Z^2$.

Drake hat ein Rechenschema vorgeschlagen (Dra79), das in einfacher Form erlaubt, Korrelationseffekte bei niedrigem Z und relativistische Effekte bei großen Kernladungen Z , entsprechend ihrer Wichtigkeit, in das Ergebnis einzubeziehen. Dieses Schema basiert auf der Möglichkeit, Eigenwerte in Form einer Reihenentwicklung in Z (Kernladung) niederzuschreiben. Wie im Anhang ausgeführt ist, lassen sich die mit den Ansätzen A und B berechneten Feinstrukturintervalle durch Potenzreihenentwicklungen in Z^{-1} und $\alpha^2 Z^2$ approximieren. Drakes Vorschlag ist es nun, die Ergebnisse beider Rechenmethoden (Breit-Pauli-Näherung und relativistischer Ansatz) zu addieren, und anschließend über die explizite Form der Reihenentwicklungen, doppelt gezählte Summanden wieder zu subtrahieren. Das führt für die Feinstrukturintervalle zu der in Tabelle I gezeigten Matrix der Entwicklungskoeffizienten für die beiden Reihenentwicklungen.

Tabelle 1: 2^3P -Feinstrukturintervalle Helium-ähnlicher Ionen
als Reihenentwicklung in Z^{-1} und $(\alpha Z)^2$ (in Einheiten von au)

ΔV_{01}	$(\alpha^2 Z^2)^1$	$(\alpha^2 Z^2)^2$	$(\alpha^2 Z^2)^3$	usw.
Z^2	.0104166 $\alpha^2 Z^4$	.0065104167 $\alpha^4 Z^6$	.0043131511 $\alpha^6 Z^8$	$\langle \mathcal{H}_0^{rel} \rangle$
Z^1	-.0893393 $\alpha^2 Z^3$	-.08593(11) $\alpha^4 Z^5$	-.066(4) $\alpha^6 Z^7$	$\langle \mathcal{H}_{per}^{rel} \rangle$
Z^0	.14143(5) $\alpha^2 Z^2$	.14(3) $\alpha^4 Z^4$		
Z^{-1}	-.0492(4) $\alpha^2 Z^1$			
usw.	$\langle \mathcal{H}_{BP}^{rel} \rangle$			
ΔV_{21}	$(\alpha^2 Z^2)^1$	$(\alpha^2 Z^2)^2$	$(\alpha^2 Z^2)^3$	usw.
Z^2	-.0208333 $\alpha^2 Z^4$	-.013020833 $\alpha^4 Z^6$	-.0086263021 $\alpha^6 Z^8$	$\langle \mathcal{H}_0^{rel} \rangle$
Z^1	.089790 $\alpha^2 Z^3$	.05883(5) $\alpha^4 Z^5$	.040(2) $\alpha^6 Z^7$	$\langle \mathcal{H}_{per}^{rel} \rangle$
Z^0	-.11478(5) $\alpha^2 Z^2$	-.071(12) $\alpha^4 Z^4$		
Z^{-1}	.0396(4) $\alpha^2 Z^1$			

Die Koeffizienten in der ersten Spalte stammen aus einem einfachen Fit an die für $Z=2...10$ bekannten Werte $\langle H_{\text{per}}^{\text{BF}} \rangle$ aus den Rechnungen von Accad et al. (APS71). In der zweiten Spalte und den ersten beiden Zeilen findet man die Ergebnisse meiner Rechnungen entsprechend des beschriebenen Ansatzes. Für $Z=2$ haben Daley et al. diesen zu α^4 proportionalen Operator berechnet. Der dritte Koeffizient in dieser Spalte stammt aus dem Vergleich dieser Rechnungen und den ersten beiden Summanden der Reihenentwicklung für $Z=2$ des entsprechenden Operators.

Für den konkreten Fall des Helium-ähnlichen Fluors ($Z=9$) erhalte ich mit $R_{\infty}=109737.312\text{cm}^{-1}$ und $\alpha^{-1}=137.03602$ die in Tabelle II gezeigten Werte.

Tabelle II: Feinstrukturintervalle in Helium-ähnlichen Fluor aus den Reihenentwicklungen der Tabelle I

Intervall	α^2 - Term	α^4 - Term	α^6 - Term
ΔV_{01}	166.291cm^{-1}	$-1.005(4)\text{cm}^{-1}$ $+ .57(12)\text{cm}^{-1}$	$-.0043(6)\text{cm}^{-1}$
ΔV_{21}	-936.987cm^{-1}	$-2.145(2)\text{cm}^{-1}$ $-.29(5)\text{cm}^{-1}$	$-.0060(3)\text{cm}^{-1}$
Kommentar	APS-Wert minus α^3 - Term aus anomalem magnetischen Moment des Elektrons	$\alpha^4 Z^4$ - Term ist gesondert aufgeführt	

In dieser Tabelle habe ich durchgängig R_{∞} benutzt, um ähnlich wie Daley et al. (DDH72) den Term aus der Mitbewegung des nicht unendlich schweren Kerns gesondert aufzuführen. Diese Autoren haben für diesen Effekt einen Operator angegeben, der umgeschrieben so aussieht:

$$H_M = - \frac{m_e}{M_{He}} (H_3 + H_5) - 2 \frac{m_e}{M_{He}} (H_{e,so} + H_5) + H_N,$$

Das liefert (siehe Anhang A1. und A3. wegen H_1 und $H_{e,so}$) für die Intervalle folgende Beiträge ($\frac{m_e}{M_{He}} \sim 2.87 \cdot 10^{-5}$)

$$\Delta V_{01} : \quad -.005 \text{cm}^{-1} \quad \quad \quad +.027 \text{cm}^{-1} \quad \quad \quad +.03 \text{cm}^{-1}$$

$$\Delta V_{21} : \quad +.027 \text{cm}^{-1} \quad \quad \quad -.018 \text{cm}^{-1} \quad \quad \quad +.03 \text{cm}^{-1}$$

Für H_N liegen keine Abschätzungen vor, doch ist die Z-Abhängigkeit dieses Operators schwach (wie bei allen Effekten durch die Mitbewegung des Kerns), so daß dieser Term klein ist. Er ist sicherlich kleiner als der angenommene Fehler von $.03 \text{cm}^{-1}$.

II.1.3 Störungstheorie in 2.Ordnung

Die Korrektur der Energie des 2^3P_J -Zustandes ergibt sich in 2.Ordnung zu:

$$E_J = \sum_{n \neq 2} \frac{\langle n^{1,3}L_J | H_{per}^{BP} | 2^3P_J \rangle}{E_{n^{1,3}P_J} - E_{2^3P_J}}$$

Für die Korrektur durch die sogenannte Singulett-Triplett-Mischung, ist die Summation auch über $n=2$ zu erstrecken. Gerade dieser Summand liefert wegen der kleinen Energiedifferenz den größten Beitrag. In der Tabelle III sind theoretische Ergebnisse für die Feinstruktur des Heliums gezeigt.

Für Helium-ähnliches Fluor liegt nur die Berechnung der Verschiebung des 2^3P_1 -Zustandes aus der Mischung mit dem 2^1P_1 -Zustand vor. Ich habe deshalb den Einfluß der $3p^{1,3}P_J$ -Zustände abgeschätzt, nicht zuletzt um wenigstens einen Eindruck von der Größe der anderen Beiträge zu bekommen. Es wurden die Erwartungswerte von H_{rel}^{per} bestimmt und jeweils der $\alpha^2 Z^3$ -Term als niedrigste Näherung für den entsprechenden Erwartungswert von H_{per}^{BP} verwendet (siehe Anhang A4.). Ich benutze die Energiedifferenzen nichtrelativistischer Rechnungen (AFS71), um damit die Energieverschiebung zu berechnen. Bei der Korrektur durch die Singulett-Triplett-Mischung konnte ich für

Tabelle III: Beiträge zur 2^3P - Feinstruktur in Helium
in 2.Ordnung Störungstheorie

Beitrag durch	ΔV_{01} (MHz)	ΔV_{12} (MHz)
$1P_1$ $n=2$	4.746	-4.746
$1P_1$ $n>2$	1.822	-1.822
$3P_J$ $n>2$	-4.805 (9.866)	-1.446 (1.033)
$3D_J$ $n>2$	.027	.048
$1D_2$ $n>2$		.022
$3F_2$ $n>3$		.045

Die Werte in der ersten Zeile stammen aus den Rechnungen von (SAP73) und die restlichen von (LeS78). Für die $3P_J$ -Beiträge sind die Werte in den Klammern verursacht durch den Massenpolarisations-Operator.

den Beitrag des 2^1P_1 - Zustandes auch die Terme proportional zu α^4 und höher, entsprechend Drakes Ansatz, abschätzen (siehe Anhang A4.). Meine Ergebnisse der Beiträge zur Feinstruktur der 2^3P_J - Zustände in Helium-ähnlichen Fluor sind in der Tabelle IV wiedergegeben. Allgemein kann ich über die Z-Abhängigkeit dieser Beiträge folgendes sagen:

	proportional
Mischung mit 2^1P_1	z^7
Mischung mit anderen Singulett-Zuständen	z^4
Breit-Pauli Wechselwirkung mit Triplets	z^4
Massenpolarisations-Beitrag in 2.Ordnung	z^2

Der Einfluß des $m/M \vec{p}_1 \vec{p}_2$ - Operators kann mit unkorrelierten Wellenfunktionen nicht bestimmt werden. Die Z-Abhängigkeit des Erwartungswertes dieses Operators für andere Zustände (z.B. $\langle 2^3P_1 | 2^3P_1 \rangle$) ist aber nur proportional zu Z^2 . Die Beiträge in 2.Ordnung Störungstheorie werden deshalb auch nur eine sehr schwache Z-Abhängigkeit zeigen.

Tabelle IV: Beiträge zur 2^3P -Feinstruktur in Helium-ähnlichem Fluor in 2.Ordnung Störungstheorie

Beitrag durch	$\Delta V_{01} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\Delta V_{12} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$
$1s2p^1P_1$ Breit-Pauli-Näherung *	-15.80	15.80
$1s2p^1P_1$ λ^4 - und höhere Terme	-.06	.06
$1s3p^1P_1$	-.081	.081
$1s3p^3P_J$	.11	.012
total	-15.83	15.95

* Wert aus SAP 73

II.1.4 Korrektur der Feinstruktur durch anomales magnetisches Moment des Elektrons

Das sogenannte anomale magnetische Moment des Elektrons folgt aus der Quantenelektrodynamik. Das magnetische Moment des Elektrons muß entsprechend dieser Theorie mit

$$1 + \frac{\alpha}{2\pi} - .328 \frac{\alpha^2}{\pi^2}$$

multipliziert werden. Aufgrund der Spinabhängigkeit der einzelnen für die Feinstruktur verantwortlichen Operatoren erhält man folgenden Korrekturoperator (Ara56, DDH72):

$$H_{\text{QED}} = \frac{\alpha}{2\pi} (2 H_{Z,so} + 4/3 H_{e,so} + 2 H_{ss}) \\ - .328 (\alpha/\pi)^2 (2 H_{Z,so} + 4/3 H_{e,so}) \\ + (2(-.328) (\alpha/\pi)^2 + (\alpha/2\pi)^2) H_{ss}$$

Eine genäherte Berechnung des Erwartungswertes dieses Operators ist im Anhang A3. durchgeführt. Das Resultat für die Feinstrukturaufspaltung der 2^3P_J - Zustände des Helium-ähnlichen Fluors ist:

$$\Delta\nu_{01}\text{-Verschiebung} = + .547 \text{ cm}^{-1}$$

$$\Delta\nu_{21}\text{-Verschiebung} = -2.499 \text{ cm}^{-1}$$

Der Beitrag aus dem Term proportional zu α^4 ist jeweils nur $.001 \text{ cm}^{-1}$. Diese Ergebnisse stimmen sehr gut mit Rechnungen von Drake (Dra81) überein.

II.1.5 Resultate für die Feinstrukturaufspaltung in Helium-ähnlichem Fluor

In Tabelle V sind noch einmal alle behandelten Beiträge zur Feinstrukturaufspaltung $\Delta\nu_{01}$ und $\Delta\nu_{12}$ in Helium-ähnlichem Fluor aufgeführt. Die Einteilung der Tabelle entspricht denen für Helium selbst (DDH72). Die größte Unsicherheit im endgültigen Ergebnis stammt bei $Z=9$ aus dem dritten Glied der Entwicklung des Operators proportional zu α^4 . Eine genauere theoretische Feinstrukturbestimmung muß an dieser Stelle einsetzen.

Theoretisches Ergebnis für die 2^3P - Feinstruktur des Helium-
ähnlichen Fluors

Intervall	alle Beiträge in cm^{-1}					total
	Breit- Pauli- Näherung α^2 -Terme	QED- Korrekturen α^3 -Terme	Mitbewegung des Kerns $\frac{m}{M}\alpha^2$ -Terme	α^4 - und höhere Terme aus 2. Ordnung Störungs- theorie	relativist. Ansatz	
ΔV_{01}	166.291	.547	.02(3)	-15.83(2)	-.44 (12)	150.59
ΔV_{21}	-936.987	-2.499	.01(3)	-15.95(2)	-2.44(5)	-957.87

II.2 Hyperfeinstruktur der 2^3P -Zustände Helium-ähnlicher Ionen

Für Kerne mit einem Kernspin $I \neq 0$ und daraus resultierendem magnetischen Moment μ (z.B. Fluor: $I=1/2$ und deshalb $\mu_I/\mu_K=2.628353(5)$ (Shi68)), gibt es neben der in Kapitel II.1 bereits besprochenen FS-Wechselwirkung eine weitere sogenannte Hyperfeinwechselwirkung, die zur Aufspaltung der Feinstruktur-Niveaus führt. Die Hyperfeinwechselwirkung setzt sich im Fall des Helium-ähnlichen Fluors mit einer $1snl$ -Konfiguration zusammen aus dem:

1. Fermi-Kontakt-Term $\langle H_c \rangle \sim C$
2. Spin-Bahn-Term $\langle H_d \rangle \sim D$
3. Spin-Dipol-Term $\langle H_e \rangle \sim E$

Die explizite Form dieser Operatoren, ist bei Bethe und Salpeter (Be557) zu finden. Die Erwartungswerte dieser Operatoren können genähert mit Wasserstoffwellenfunktionen (siehe z.B. Wit77) oder mit bis zu 56-termigen aufwendigen Eigenfunktionen zum H^{BF} (siehe Seite 13), wie von Aashamar und Hambro (AaH77) geschehen, berechnet werden. Dieser störungstheoretische Ansatz in 1.Ordnung reicht infolge der Größe der vermeintlich kleinen Hyperfeinenergien, ähnlich wie bei der Berechnung der Feinstruktur, nicht aus. Ziel dieses Kapitels ist es somit, die berechneten Erwartungswerte (AaH77) C, D und E entsprechend 2.Ordnung Störungstheorie zu modifizieren (Rac31, LMN62), und dann noch zusätzlich relativistische und andere Korrekturen an diesen Werten anzubringen. Sämtliche Verbesserungen an den HFS-Energien werden vor der mit den FS-Energien gemeinsamen Diagonalisierung der Energiematrix (AaH77) durchgeführt.

II.2.1 Berechnung der Hyperfeinstruktur-Beiträge in 2.Ordnung Störungstheorie

Die Berechnung der Hyperfeinstruktur-Energien (H_{HFS} als Störung von $H_O^{BF} + H_{per}^{BF}$) wurde von Aashamar und Hambro in 1.Ordnung Störungstheorie durchgeführt:

$$\langle H_{\text{HFS}} \rangle = \langle 2^3P_J \mid H_c + H_d + H_e \mid 2^3P_J \rangle$$

Dabei sind die Wellenfunktionen $|2^3P_J\rangle$ Eigenfunktionen niedrigster Ordnung zum Gesamthamiltonoperator in Breit-Pauli-Näherung. In 2.Ordnung Störungstheorie müssen diese Erwartungswerte jedoch mit den durch die Feinstruktur-Wechselwirkung gestörten Wellenfunktionen berechnet werden. Ich betrachte dabei nur das dominante Störglied aus der Singulett-Triplett-Mischung der $1s2p$ -Zustände (Dra69):

$$|2^3P_1^1\rangle = \alpha |2^3P_1^0\rangle - \beta |2^1P_1^0\rangle \quad (*)$$

Dies bedeutet, daß die "richtige" $2^3P_1^1$ -Wellenfunktion eigentlich eine Linearkombination aus $2^3P_1^0$ und $2^1P_1^0$ ist, was auch zum Teil den beobachteten Interkombinationsübergang (RKH73) $1^1S_0 - 2^3P_1$ bewirkt. Am Zerfall des 2^3P_1 sind allerdings auch maßgeblich Beimischungen von n^1P_1 mit $n \geq 2$ beteiligt (DrD69).

Die Koeffizienten α, β in Formel (*) können aus den berechneten Feinstruktur-Matrixelementen gewonnen werden. Für Fluor ($Z=9$) erhalte ich aus der Störungstheorie:

$$\beta = \frac{\left| \frac{\langle 2^3P_1^0 \mid H \mid 2^1P_1^0 \rangle}{E_{2^3P_1} - E_{2^1P_1}} \right|}{1} = \frac{893.9 \text{ cm}^{-1}}{50379 \text{ cm}^{-1}} = 1.774 \%$$

Über die Normierungsbedingung $\langle 2^3P_1^0 \mid 2^3P_1^0 \rangle = 1$ erhält man für den zweiten Koeffizienten:

$$\alpha = \sqrt{1 - \beta^2} = .9984$$

Drake (Dra69) erhält ganz ähnlich ohne höhere relativistische Terme im Mischungsmatrixelement: $\beta/\alpha = 1.776 \%$. Diese Mischungseffekte will ich in einer Form berücksichtigen, die der 2.Ordnung Störungstheorie bezüglich $H_{\text{per}}^{\text{BF}}$ entspricht. Das heißt aber, daß bei der Aufstellung der Energiematrix (im Gegensatz zur Matrix bei Aashamar und Hambro) der 2^1P_1 -Zustand nicht vernachlässigt werden darf.

II.2.2 Matrixelemente des H_{HFS} -Operators

Der Hyperfeinstruktur Hamiltonoperator läßt sich als Summe von Tensorprodukten schreiben (Ham68):

$$H_{\text{HFS}} = 2 C \vec{I} \cdot \vec{s}_1 + D \vec{I} \cdot \vec{l}_2 + 4 E \sqrt{10} \left[C^{(2)} \times s_2^{(1)} \right] \cdot \vec{I}$$

Die Konstanten C, D und E sind die von Aashamar und Hambro (AaH77) bestimmten reduzierten Matrixelemente der Kontakt-, Spin-Bahn- und Spin-Spin-Wechselwirkung. Die von den Drehimpulsen abhängigen Kopplungsfaktoren lassen sich mit dieser Formel berechnen:

$$\langle L S J I F | H_{\text{HFS}} | L S' J' I F \rangle =$$

$$\begin{aligned} & (-1)^{I+F+1} \begin{Bmatrix} J & I & F \\ I & J' & 1 \end{Bmatrix} \sqrt{I(I+1)(2I+1)(2J+1)(2J'+1)} * \left(\right. \\ & 2C (-1)^{L+J+J'} \sqrt{(2S+1)(2S'+1)3/2} \begin{Bmatrix} S & J & L \\ J' & S' & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1/2 & S & 1/2 \\ S' & 1/2 & 1 \end{Bmatrix} + \\ & D (-1)^{L+S} \sqrt{L(L+1)(2L+1)} \begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L & 1 \end{Bmatrix} + \\ & \left. 4E (-1)^{S'+J'} \sqrt{45I(I+1)(2S+1)(2S'+1)L(L+1)(2L+1)/((2L+3)(2L-1))} \right. \\ & \left. \begin{Bmatrix} 1/2 & S & 1/2 \\ S' & 1/2 & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} L & L & 2 \\ S & S' & 1 \\ J & J' & 1 \end{Bmatrix} \right) \end{aligned}$$

In Tabelle VI ist die Matrix gezeigt, die den wesentlichsten Teil der Singulett-Triplett-Mischung berücksichtigt. Mit kleinen Buchstaben sind dort die Hyperfein-Wechselwirkungs-Energien abgekürzt. Die Bedeutung der Abkürzungen ist wie folgt:

Tabelle VI: Vollständige Energiematrix

F	2^3P_2 5/2	2^3P_2 3/2	2^1P_1 3/2	2^3P_1 3/2	2^3P_1 1/2	2^1P_1 1/2	2^3P_0 1/2
2^3P_2 5/2	ΔV_{12+a}						
2^3P_2 3/2		$\Delta V_{12}-1.5a$	g	c			
2^1P_1 3/2		g	$\Delta E+e$	$E_{st}+f$			
2^3P_1 3/2		c	$E_{st}+f$	b			
2^3P_1 1/2					-2b	$E_{st}+h$	d
2^1P_1 1/2					$E_{st}+h$	$\Delta E-2e$	i
2^3P_0 1/2					d	i	ΔV_{10}

Δv_{12} und Δv_{10} : Feinstrukturintervalle des 2^3P - Zustandes

ΔE : Energiedifferenz zwischen 2^1P_1 und $2^3P_1 = 50379 \text{ cm}^{-1}$

E_{st} : Singulet-Triplet Matrixelement = -893.9 cm^{-1}

$$a = 1/2 (C + D + 4/5 E)$$

$$e = 1/2 D$$

$$b = 1/4 (C + D - 4 E)$$

$$f = \sqrt{2}/4 (C + 2 E)$$

$$c = \sqrt{5}/4 (C - D - 8/5 E)$$

$$g = -\sqrt{10}/4 (C - 2/5 E)$$

$$d = \sqrt{2}/2 (C - D + 2 E)$$

$$h = -\sqrt{2}/2 (C + 2 E)$$

$$i = 1/2 (C - 4 E)$$

C, D und E sind die von Aashamar und Hambro (AaH77) berechneten reduzierten Matrixelemente der Kontakt-, Spin-Bahn- und Spin-Spin-Wechselwirkung. Dabei werden die gleichen Werte auch für Matrixelemente benutzt, die die 2^1P_1 -Wellenfunktion enthalten. Das entspricht einer Wasserstoff-Näherung, deren Ergebnisse (Wit77) aber bis auf etwa 1% mit denen der aufwendigen Rechnung (AaH77) übereinstimmen. Der mit dieser Näherung gemachte Fehler ist etwa so groß wie der Einfluß höherer ($n > 2$) n-Zustände.

II.2.3 Korrekturen an den HFS-Konstanten

Die von Aashamar und Hambro (AaH77) berechneten reduzierten Matrixelemente müssen, über die Singulet-Triplet-Mischung hinaus, korrigiert werden. Folgende Korrekturen sind notwendig:

A. Korrekturen, die alle Hyperfein-Wechselwirkungen gemeinsam betreffen

1. Berücksichtigung der endlichen Kernmasse
(Einführung der reduzierten Masse)

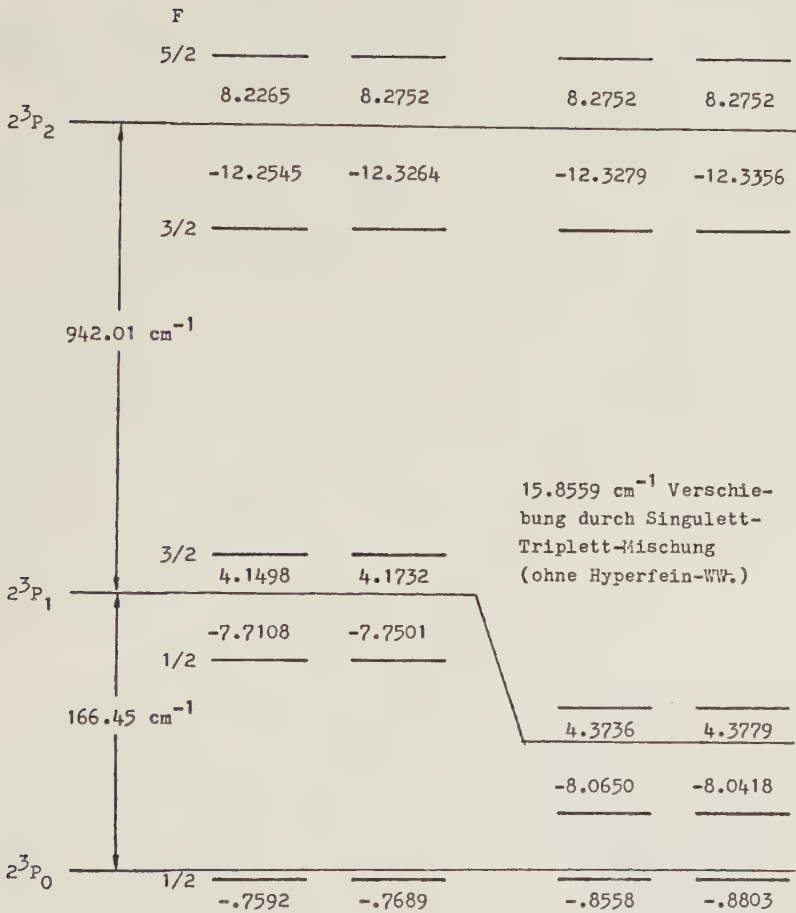
$$\text{Korrekturfaktor} = \left(1 + \frac{m}{M}\right)^3 \sim 1 - 86.6 \text{ ppm}$$

2. Relativistische Massenkorrektur

$$\text{Korrekturfaktor} = 1 - \frac{m}{M} \ln\left(\frac{m}{M}\right) \sim 1 - 2.2 \text{ ppm}$$

3. Quantenelektrodynamische Korrektur - hier nur der Anteil durch anomales magnetisches Moment des Elektrons

$$\text{Korrekturfaktor} = 1 - \frac{\alpha}{2\pi} = .328 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \sim 1 + 1163.2 \text{ ppm}$$



FS mit	HFS aus	mit den	mit der	mit
Korrekturen	AaH 77	beschriebenen	Singulett-	Singulett-
höherer		Korrekturen	Triplett-	Triplett-
Ordnung			FS-Mischg.	HFS-Mischg.

Abbildung 1: Energie der $2^3P_{J,F}$ -Zustände

B. Korrektur am Term der Kontakt-Wechselwirkung

1. Relativistische Korrektur an $|\psi_{1s}(0)|^2$
 Korrekturfaktor = $1 + \frac{3}{2} (\alpha Z)^2$ 1 + 6470 ppm
2. Korrektur für homogene Kernladungsverteilung
 über Kernradius R (Bohr-Weisskopf-Korrektur (BoW51))
 Korrekturfaktor = $1 - \frac{ZR}{a_0}$ 1 - 590 ppm
 Änderung des Coulombpotentials durch die
 endliche Ausdehnung des Kerns (Breit-Crawford-
 Schawlow-Korrektur (Miz70))
 Korrekturfaktor = 1 - 4.7 ppm
3. Strahlungskorrekturen über A.3 hinaus -
 quantenelektrodynamische Einflüsse auf die
 Hyperfeinstruktur von s-Zuständen (RoP70).
 Korrekturfaktor = $1 - 1.8069 Z\alpha^2$ 1 - 866.0 ppm
 $- .21221 (\alpha Z)^2 \ln^2(\alpha Z)^{-2}$ -198.1 ppm
 $- .33990 \alpha (\alpha Z)^2 \ln((\alpha Z)^{-2})$ -58.3 ppm
 $+ 5.8442 \alpha (\alpha Z)^2$ +184.0 ppm
total: 1 - 938.4 ppm

II.2.4 Ergebnisse für Helium-ähnliches Fluor

In diesem letzten Abschnitt werden die Ergebnisse für die Feinstrukturaufspaltungen unter Berücksichtigung der Hyperfein-Wechselwirkung dargestellt. Bei der Angabe der Matrixelemente hatte ich mich bereits auf den Fall eines Kernspins $I=1/2$ festgelegt. Unter Benutzung der von Aashamar und Hambro berechneten Konstanten C, D und E und meinen verbesserten Abschätzungen für E_{st} und die Feinstrukturintervalle ΔV_{01} , ΔV_{12} erhalte ich die in Abbildung 1 gezeigten Energieverschiebungen. Diese Verschiebungen sind dort für die 5 Hyperfeinniveaus des 2^3P - Systems für verschiedene Näherungen dargestellt. Ich will nur eine Erklärung der relativ großen HFS-Mischungskorrektur am $2^3P_0 F=1/2$ - Zustand geben ($.023\text{cm}^{-1}$): ähnlich wie der Feinstruktur-Operator $1P_1$ - und $3P_1$ - Zustände mischt, gibt es auch eine Mischung gleicher F-Zustände über

den Hyperfeinstruktur-Operator. Das bewirkt für den 2^3P_0 $F=1/2$ eine Beimischung von $6.6\% = \frac{d}{\Delta v_{01}}$ des 2^3P_1 $F=1/2$ - Zustands.

Zusammen mit der Feinstruktur-Mischung ($1.77\% 2^1P_1$ in 2^3P_1) erklärt das die Größe dieser Korrektur. Im Gegensatz dazu fällt der Effekt der knapp 1-prozentigen 2^3P_1 $F=3/2$ Beimischung zu 2^3P_2 $F=3/2$ sehr viel kleiner aus.

Die Verschiebung der einzelnen Hyperfeinstrukturniveaus als Funktion der Feinstrukturintervalle Δv_{01} und Δv_{12} ist in erster Näherung gegeben durch $c^2/\Delta v_{12}$ und $d^2/\Delta v_{01}$. Diese Größen bestimmen die gegenseitige Abstoßung der $F=3/2$ und $F=1/2$ 3P - Niveaus. Die $F=1/2$ - Zustände sind wegen der starken HFS-Mischung viel stärker von der entsprechenden Feinstruktur abhängig als die $F=3/2$ - Zustände:

$$\left| \frac{c^2}{\Delta v_{12}} \right| \sim .085 \text{ cm}^{-1} \qquad \left| \frac{d^2}{\Delta v_{01}} \right| \sim .73 \text{ cm}^{-1}$$

III. Experimentelle Bestimmung der 2^3P -Feinstruktur

Helium-ähnlichen Fluors

Die Messung der 2^3P -Feinstruktur in Helium-ähnlichem Fluor wurde bisher nur mit den Mitteln der klassischen Spektroskopie durchgeführt. Es werden die Vakuum-UV- 2^3S_1 - 2^3P_J -Übergänge beobachtet und daraus indirekt die Feinstruktur mit einer Genauigkeit von einigen 10^{-3} bestimmt (EnS71, Kle81).

Für unsere Messungen benutzen wir die Methode der Laseranregung hochenergetischer Ionen, die ein direktes, genaueres Ergebnis liefert. Diese Methode ist eine Modifikation der um 1950 von Lamb und Mitarbeitern entwickelten Technik der RF-Anregung von Atomstrahlen zur Messung der Lambshift (La50). Um dieses Verfahren anwenden zu können, müssen gewisse physikalische Voraussetzungen erfüllt sein, auf die ich im ersten Abschnitt näher eingehen möchte. Der darauffolgende Abschnitt faßt die sich daraus ergebenden Konsequenzen für den experimentellen Aufbau kurz zusammen und gibt einen Überblick über das gesamte Experiment. Ich gehe kurz auf die Durchführung der Messungen ein, um dann ausführlich weitere theoretische Details zu diskutieren, soweit sie das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis betreffen. Eine Analyse der Signalform deutet die Ursachen der zum Teil bei der Auswertung auftretenden Schwierigkeiten an. Diese aufwendigen Abschätzungen sind wichtig für den detaillierten Aufbau des Experiments. Einige dieser Feinheiten findet man in den darauffolgenden Abschnitten zum Teil sehr ausführlich beschrieben. Einen breiten Raum nehmen hier die Erläuterungen zu den Untersuchungen der im Experiment verwendeten Detektoren ein. Diese Untersuchungen erlaubten den Aufbau eines Nachweissystems zur Registrierung eines hohen 730eV-Photonenflusses. Ich beende dieses Kapitel mit einem Vergleich der theoretisch abgeschätzten und experimentell bestimmten Signale hinsichtlich der Form und Größe.

Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment (siehe zum Beispiel auch Mye82) ist schon der vierte Versuch der Messung dieser Feinstrukturaufspaltung. Die bisherigen erfolglosen Anläufe haben 1975 (AMS76), 1976 (Sil77) und 1979/80 (Arm80) stattgefunden. Die dabei gesammelten Erfahrungen waren jedoch für das hier beschriebene Experiment notwendig.

III.1 Die physikalischen Grundlagen

Helium-ähnliches Fluor erfüllt wie in der Beschreibung des 1975-er Experiments (AMS76) ausgeführt, die Voraussetzung zur Anwendung der Ionenstrahl-Lasermethode für die Messung der $2^3P_1 - 2^3P_2$ -Feinstrukturaufspaltung. Diese Voraussetzung ist, daß ein (Zerfalls-) Mechanismus existiert, der zu einer Ungleichbesetzung dieser beiden Zustände führt. Darüberhinaus muß natürlich auch eine leistungsstarke Lichtquelle der richtigen Wellenlänge zum Induzieren des M1-Übergangs vorhanden und ein Resonanzsignal nachweisbar sein.

Abbildung 2 zeigt einen Ausschnitt des Termschemas Helium-ähnlichen Fluors und die dominanten Zerfallskanäle der 2^3P_J -Zustände. Die Lebensdauer des 2^3P_1 beträgt nur einen Bruchteil der Lebensdauern der $J=0,2$ Niveaus. Das liegt an der mit etwa proportional zu Z^3 ansteigenden Mischung zwischen 2^1P_1 und 2^3P_1 über den Breit-Pauli-Operator (siehe Seite 17). Obwohl bei Fluor selbst mit $Z=9$ die $n=2$ Beimischung nur 1.8% beträgt,

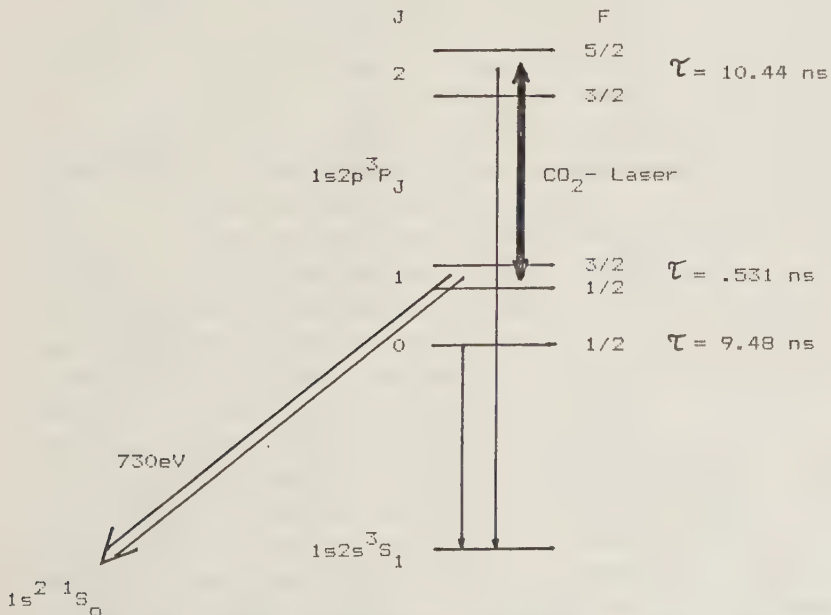


Abbildung 2: Ausschnitt des Termschemas Helium-ähnlichen Fluors

wird die Lebensdauer des 2^3P_1 -Zustandes so drastisch verkürzt, da der 2^1P_1 innerhalb von Bruchteilen einer ps zum 1^1S_0 zerfällt. Die beiden anderen 3P -Zustände zerfallen im wesentlichen im UV, bei etwa 140nm, zum 2^3S_1 und haben deshalb die angegebenen langen Lebensdauern (EJD81). In unserem Experiment werden wir diesen Lebensdauerunterschied zur Erzeugung der Ungleichbesetzung von 2^3P_1 und 2^3P_2 ausnutzen. Dabei hilft uns die sogenannte Beam-foil Technik, in der beschleunigte Ionen durch eine dünne Kohlenstoff-Folie mit einer Massenbelegung von einigen $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ geschossen werden und dabei nicht nur weitere Elektronen verlieren, sondern sich die verbleibenden, gebundenen Elektronen auch in angeregten Zuständen befinden können (Beschreibungen dieser Technik findet man bei Bas76, Ber77 und And79). Das Maximum der Produktion Helium-ähnlichen Fluors liegt bei etwa 20 MeV aber auch schon mit einer Strahlenergie von 16 MeV besteht die verbleibende Hülle meist nur aus zwei Elektronen (MaY68). Die Beam-foil Technik ist also in der Lage, unter anderem unselektiv angeregtes Helium-ähnliches Fluor zu liefern. Die unterschiedlichen Zerfallsraten der 2^3P_J -Zustände sorgen für Zeiten

$$\tau > \tau_{^3P_1} \quad \text{und} \quad \tau \approx \tau_{^3P_2}$$

nach der Folienwechselwirkung für eine Inversion dieser Niveaus, die aufgrund der Strahlgeschwindigkeit auch als ortsabhängige Größe betrachtet werden kann ($1\text{cm} \hat{=} 1\text{ns}$).

Im theoretischen Teil dieser Arbeit habe ich die Energie der infolge der Hyperfeinwechselwirkung auftretenden drei M1-Übergänge zwischen 2^3P_1 und 2^3P_2 berechnet. Diese Energie entspricht einer Wellenlänge um $10.4\mu\text{m}$. Das ist genau der Bereich, in dem eines der effektivsten Lasersysteme, nämlich der CO_2 -Laser, auf vielen, um etwa jeweils 2cm^{-1} getrennten Linien Licht emittiert. Die Frequenzen dieser Linien sind sehr genau bekannt und wurden auch zum Teil angekoppelt an das Cäsium-Atomuhr-Standard vermessen (PDC74, EWP73, EvP76). Eine Feinabstimmung der Wellenlänge des Lasers (die natürliche Linienbreite beträgt nur $.05\text{cm}^{-1}$) ist über den Dopplereffekt möglich. Die Geschwindigkeit der Ionen beträgt mehrere Prozent der Lichtgeschwindigkeit c , so daß abhängig vom Winkel θ zwischen Laser-

und Ionenstrahl einerseits und dem genauen Wert der Geschwindigkeit andererseits das Ion mit einer Frequenz wechselwirkt, die gegeben ist durch:

$$v = v_0 \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}$$

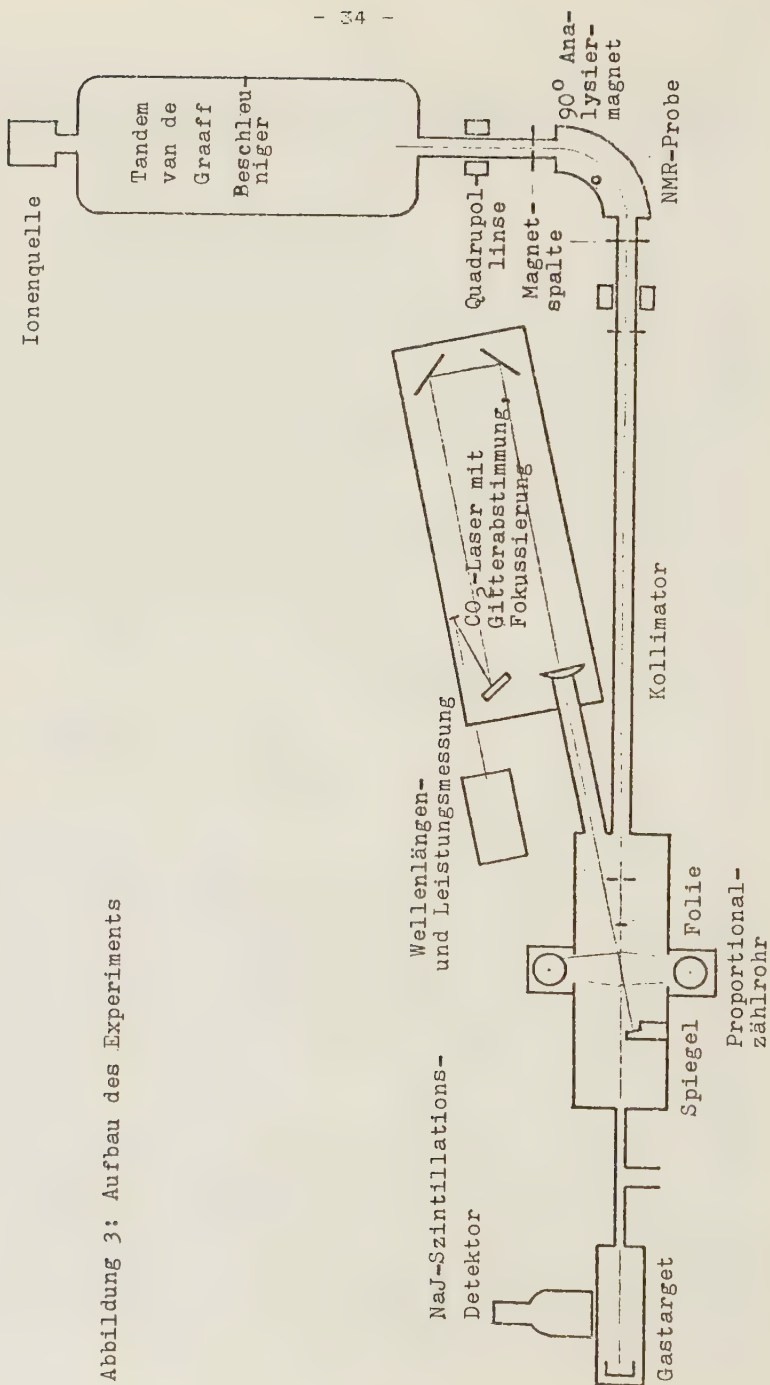
Bei Resonanz wird der schnell zerfallende 2^3P_1 -Zustand nachbevölkert. Das läßt sich durch eine erhöhte Intensität des Übergangs im weichen Röntgenbereich nach 1^1S_0 nachweisen. Es handelt sich hier um ein promptes Signal, das bei uns in Proportionalzählrohren an der Wechselwirkungszone registriert wird. Wir nehmen dieses Signal für eine bestimmte CO_2 -Laserlinie aber jeweils etwas variiertener Energie der Ionen (sogenanntes velocity tuning) bei festem Winkel θ auf. Kennen wir die Geschwindigkeit der Ionen nach der Folienwechselwirkung, dann läßt sich die Resonanzfrequenz aus der obigen Formel gewinnen.

III.2 Aufbau des Experiments

Zur Messung der 2^3P -Feinstruktur ist die Laseranregung hochenergetischer Ionen geeignet. Wir benutzen zur Erzeugung des Helium-ähnlichen Fluors eine standard Beam-foil Apparatur. So sind wir in der Lage, angeregte Zustände hochionisierter Atome störungsfrei zu untersuchen. Hinter der Folie, nach der Folienwechselwirkung, stellt sich durch die unterschiedlichen Lebensdauern eine Inversion zwischen 2^3P_1 und 2^3P_2 ein. Zwischen diesen Zuständen können mit einem CO_2 -Laser Übergänge induziert werden, die zu einer verstärkten Emission von Photonen aus dem $1^1S_0 - 2^3P_1$ -Interkombinationsübergang führen. Der prinzipielle Aufbau unseres Experiments hat also das in Abbildung 3 gezeigte Aussehen.

Zwei- bis vierfach geladene, im Oxford Tandem van de Graaff Beschleuniger auf typisch 16MeV beschleunigte Fluorionen, werden im Magneten Impuls analysiert und gelangen über eine weitere Quadrupollinse und ein Paar 7m auseinanderliegender Kollimatoren (10×10 und $2 \times 2 \text{ mm}^2$) in die Experimentierkammer. Dort werden in einer $5 \mu\text{g/cm}^2$ Kohlenstoff-Folie, die von einem mit flüssiger Luft gekühlten Kühlfinger umgeben ist, weitere Elektronen ver-

Abbildung 3: Aufbau des Experiments



Ionen und die verbleibende Hülle angeregt. 12cm dahinter kreuzt ein intra-cavity CO_2 -Laserstrahl die Flugbahn der Ionen unter einem festen Winkel Θ . Dieser Laser ist ein durch Gitterabstimmung und Linsenfokussierung innerhalb des Resonators modifizierter Industrielaser hoher Leistung. An der Überschneidungsstelle von Ionen- und Laserstrahl weisen zwei Proportionalzählrohre weiche, von Ionen emittierte Röntgenstrahlung nach. Die Bestimmung der Energie der Ionen, um daraus über die Geschwindigkeit und die Frequenz des Lasers die tatsächliche Resonanzfrequenz zu ermitteln (Dopplereffekt), erfolgt durch Anregung einer bekannten $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)$ Kernreaktion in einem mit Methan (CH_4) oder reinem Wasserstoff gefüllten differentiell gepumpten Gastarget. Der Nachweis dieser Kernreaktion erfolgt in einem NaJ-Szintillationszähler.

Die Justage der Apparatur wird durch ein hinter dem Gastarget fest montierbares Teleskop erleichtert. Durch ein Fenster und nach Heben des Faradaycups ist auch eine Positionsprüfung der meisten Elemente unter Vakuum möglich.

Durchführung der Experimente

Die vom Computer gesteuerte Aufnahme einer Feinstruktur-Laserresonanz geschieht durch langsames Ändern der Ionenstrahlenergie und schnelles An- und Ausschalten (ca. 500Hz) des Lasers mit dazu simultanem "gaten" der Detektoren. Als Signal definieren wir den energieabhängigen Quotienten aus Differenz und Summe der beiden während der Laserphasen aufgenommenen Zählraten:

$$\text{Signal} = \frac{I(\text{an}) - I(\text{aus})}{I(\text{an}) + I(\text{aus})}$$

Bei Resonanz erfolgt eine verstärkte Emission von 730eV-Photonen, so daß ein positives Signal die Folge ist.

III.3 Abschätzung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses

Das im letzten Abschnitt definierte relative Signal ist schon normiert, da der Nenner wegen des kleinen Unterschiedes zwischen $I(\text{an})$ und $I(\text{aus})$ eine dem Untergrund proportionale Größe ist. Der Untergrund wird nicht nur von Helium-ähnlichen, sondern auch von anderen nach der Folienanregung auftretenden Ladungszuständen verursacht. Eine Diskussion dieses Prozesses findet man unter anderem in Abschnitt III.3.3.

Die Differenz der während der beiden Laserphasen aufgenommenen Zählraten hängt natürlich in erster Linie vom Laser selbst ab. Eine Diskussion der dabei eine Rolle spielenden Effekte findet man im nächsten Abschnitt. Neben der laserinduzierten Signalwahrscheinlichkeit, hat aber auch die Folienwechselwirkung einen Einfluß auf Zählratendifferenz und wie schon angedeutet auf die Summe. Diese Abhängigkeit ist bedingt durch die unselektive Folienanregung, welche Kaskaden zur Folge hat, auf die ich in Abschnitt III.3.3 eingehe. Für gewisse Näherungen, besonders bei der Beschreibung der Ionen-Laser-Wechselwirkung, müssen die in Abschnitt III.3.2 beschriebenen Korrekturen durchgeführt werden. Alle Beiträge zusammengefaßt erlauben einen Vergleich der bisherigen Versuchsaufbauten und zeigen, daß mit unserem Experiment das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis tatsächlich am größten ist (Abschnitt III.3.4).

Die Form des Signals hängt in unserem Experiment durch den gewählten Winkel von 5° wesentlich von der Energie der Ionen nach der Folienwechselwirkung ab. Diese Vorgänge diskutiere ich nur qualitativ in Abschnitt III.3.5.

III.3.1 Laserinduzierter M1-Übergang

In Abbildung 4 ist die durch die Hyperfeinwechselwirkung aufgespaltene Feinstruktur des 2^3P -Zustandes gezeigt. Dort sind die drei möglichen M1-Übergänge zwischen den $J=1$ und $J=2$ Niveaus dargestellt, die mit einem CO_2 -Laser induziert werden können. Der 2^3P_2 -Zustand zerfällt mit einer Zerfallsrate von $\tau_2 \sim 1/10$ ns, während die des 2^3P_1 -Zustandes $\tau_1 \sim 1/.5$ ns beträgt.

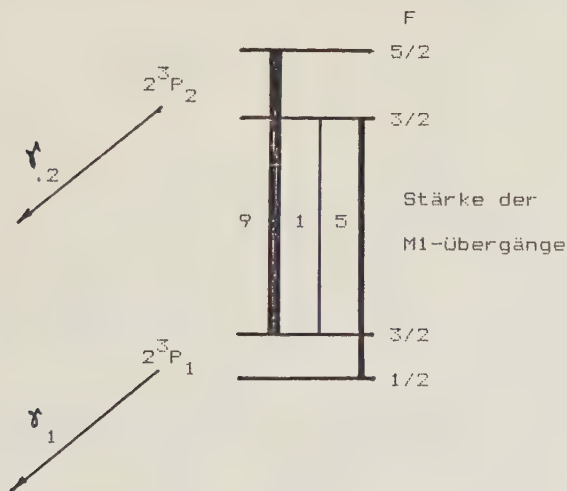


Abbildung 4: M1-Übergänge zwischen den HFS-Niveaus der 2^3P_2 - und 2^3P_1 -Zustände

Eine Berechnung der durch den Laser induzierten Übergangswahrscheinlichkeit ist mit der von Kusch und Hughes (KuH57) beschriebenen Lambtheorie möglich. Es handelt sich dabei um die Beschreibung der Wechselwirkung eines Zwei-Niveau-Systems mit einem als monochromatisch angenommenen elektromagnetischen Feld. Im Experiment arbeiten wir mit Anregungszeiten, die länger als die Lebensdauer des 2^3P_1 -Zustandes sind. Die Wechselwirkung muß deshalb durch phänomenologisch eingeführte Zerfallsraten modifiziert werden (Lam52). Unter gewissen Bedingungen (Dipol- und "rotating wave" Approximation) ist eine analytische Lösung der den gesamten Prozess beschreibenden ge-

koppelten Differentialgleichungen für die Amplituden a_1 und a_2 der 2^3P_1 - und 2^3P_2 -Zustände möglich (KUH57):

$$\dot{a}_1 = -i a_2 b^*(t) e^{-i \Delta \omega t} - \frac{\gamma_1}{2} a_1$$

$$\dot{a}_2 = -i a_1 b(t) e^{i \Delta \omega t} - \frac{\gamma_2}{2} a_2$$

$\Delta \omega$ = Resonanz- minus Laserfrequenz

$$b(t) \sim B(t) \langle F^* M^* | \vec{\mu} \cdot \vec{B}_e | F M \rangle$$

$$\text{mit } \vec{\mu} = \mu_B (\vec{L} + 2\vec{S})$$

$B(t)$ ist die zeitabhängige Amplitude
des Magnetfeldes

$\vec{B}_e$ ist dessen Richtung

Für den starken 3/2-5/2 Übergang erhalte ich:

$$b^2 = 1.62 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-2} P(\text{W/cm}^2)$$

und entsprechend Abbildung 4 für die beiden anderen Übergänge 1/9 und 5/9 dieses Wertes. P ist die Laserleistung pro Quadratzentimeter. Die Wahrscheinlichkeit eines induzierten Übergangs kann mit bekannten Formeln (KUH57) berechnet werden. $B(t)$, die zeitabhängige Amplitude des Magnetfeldes, ist dabei eine Stufenfunktion, die nach der Wechselwirkungszeit T wieder auf Null zurückgeht. Das Signal in unserem Experiment ist nicht nur proportional zu dieser Übergangswahrscheinlichkeit, sondern durch Zerfall auch während der Wechselwirkung mit dem Laser noch etwas größer:

$$\text{SIGNAL} \sim \int_0^T \gamma_1^0 |a_1(t)|^2 dt + \gamma_1^0 |a_1(T)|^2 \int_T^{T+\Delta T} e^{-\gamma_1 t} dt$$

Dieser formelmäßige Zusammenhang ist in Abbildung 5 graphisch dargestellt. Mit der Formel läßt sich das Signal berechnen, wenn nicht nur während der Wechselwirkungszeit T , sondern auch noch während einer zusätzlichen Zeit ΔT , Photonen registriert werden. γ_1^0 entspricht dem Anteil von γ_1 , der vom 2^3P_1 - zum 1^1S_0 -Zustand zerfällt. Ich will hier auch im weiteren nicht die aufwendigen Formeln angeben, sondern das Ergebnis nur in graphischer Form präsentieren. Da in unserem Experiment die Wahr-

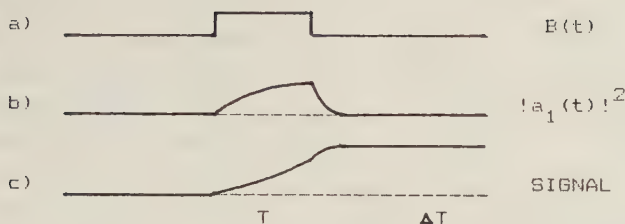


Abbildung 5: a) zeitlicher Verlauf des Laserpulses,
 b) der resultierenden Wahrscheinlichkeit, einen $2^3P_2F^3-3P_1F$ -Übergang induziert zu haben und die
 c) Größe des Signals.

scheinlichkeit, einen $M1$ -Übergang zu induzieren immer sehr klein bleiben wird ($b^2T^2 \ll 1$), genügt die in Abbildung 6 gezeigte Darstellung. Unter diesen Umständen ist das Signal immer proportional zu $|b|^2 \sim P(W/cm^2)$. In der Abbildung ist das für $b^2=10^{10} s^{-2}$ berechnete Signal gezeigt. Die Kurve läßt sich in drei Bereiche untergliedern:

1. $T < 1/\delta_1$ und $T < 1/\delta_2$: Signal proportional zu T^2
2. $1/\delta_1 < T < 1/\delta_2$: Signal proportional T
3. $T > 1/\delta_1$ und $T > 1/\delta_2$: Signal ist konstant

In den seltensten Fällen läßt sich die zugrundeliegende stufenförmige Anregungsfunktion $B(t)$ realisieren. In unserem Experiment ist $B(t)$ gegeben durch ein gaußsches Strahlprofil (Yar75). Eine der beschriebenen Theorie entsprechende Definition für die Wechselwirkungszeit T ergibt sich zu:

$$T = 1.25 \frac{w_0}{v} \quad \begin{array}{l} w_0: \text{Strahlradius} \\ v: \text{Ionengeschwindigkeit} \end{array}$$

Bei der in Abbildung 3 gezeigten Anordnung von Detektoren und Laser muß die anisotrope Emission der Strahlung berücksichtigt werden: Geht man von einer isotropen Besetzung der $2^3P_2m_F$ -Zustände aus, so werden bei der resonanten Wechselwirkung mit polarisiertem Laserlicht die $2^3P_1m_F$ -Zustände anisotrop besetzt sein. Die Röntgenphotonen werden dann aber nicht mehr gleichmä-

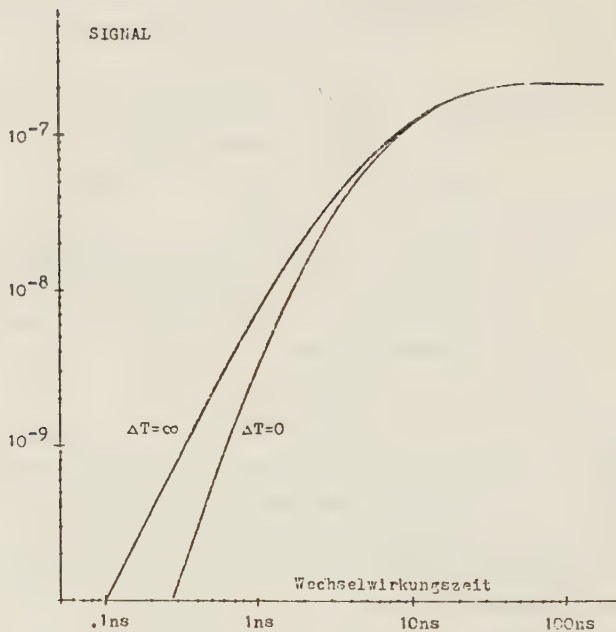
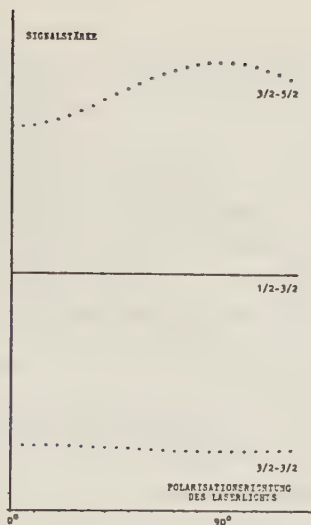


Abbildung 6: Größe des Signals für zwei "Fensterbreiten" ΔT . Es ist hier dargestellt mit $b^2 = 10^{10} \text{ s}^{-2}$. Man erhält das tatsächliche Signal durch Multiplikation mit dem Leistungsdichtequotienten $P/P(b^2)$.

Rig in alle Richtungen emittiert. Das Magnetfeld der Strahlung ist parallel zu den Strichen des Gitters linear polarisiert. Definiere ich die Quantisierungsachse entlang der Verbindungslinie der Signaldetektoren, also senkrecht zur von Laser- und Ionenstrahl aufgespannten Ebene, dann wird in dieser z-Richtung nur zirkular polarisiertes Licht emittiert. Die Intensität dieser Emission hängt von der Besetzung der verschiedenen m_F -Zustände des 2^3P_1 -Niveaus ab, die aber von der Polarisationsrichtung des Laserlichtes bestimmt wird. Abbildung 7 zeigt das Ergebnis einer entsprechenden Rechnung. Die Signalstärke ist dort in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Quantisierungsachse und Polarisationsrichtung des Laserlichtes für die drei M1-

Abbildung 7: Signalstärke der drei M1-Übergänge in Abhängigkeit von der Richtung des linear polarisierten Laserlichtes. Erläuterungen sind im Text zu finden.



Übergänge gezeigt. Die Signalstärke des 1/2-3/2-Übergangs hängt gar nicht und die des 3/2-3/2 nur wenig von diesem Winkel ab. Obwohl bei einem Winkel von 90° der stärkste Übergang noch besser zu detektieren wäre, benutzen wir im Experiment aus technischen Gründen Laserlicht, das linear in Richtung der Verbindungslinie der beiden Signaldetektoren polarisiert ist.

Berechnet man das Signal auch in Abhängigkeit von der Verstimmung zwischen Laser- und Resonanzfrequenz, so erhält man als Resonanzlinienform die Fouriertransformierte des anregenden Laserpulses $B(t)$ unter Berücksichtigung der endlichen Lebensdauern (Lorentzkurven). Diese Linienform kann im allgemeinen nur numerisch berechnet werden. Für sehr kurze Anregungszeiten (1. Bereich), wird die Linienbreite durch die sogenannte "transit time"-Verbreiterung $\Delta\nu_{FWHM}^{transit} = .665/T$ bestimmt. In unserem Experiment ist diese Bedingung nicht erfüllt. Hier bietet sich als Abschätzung der homogenen Linienbreite dieser Ausdruck an:

$$\Delta\nu_{hom} = \sqrt{\Delta\nu_{transit}^2 + \Delta\nu_{nat}^2}$$

Die natürliche Linienbreite $\Delta\nu_{nat}$ ist in unserem Fall gegeben durch:

$$\Delta\nu_{FWHM}^{nat} = \frac{1}{2} (\gamma_1 - \gamma_2)$$

Die Ergebnisse der theoretischen Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Ionen und Laserlicht sind also bezüglich der Linienbreite $\Delta \nu_{\text{hom}}$ die obige Formel und für die Größe des Signals die in den Abbildungen 6 und 7 gezeigten Kurven. Beide Größen müssen aber noch teilweise wesentlich korrigiert werden, da die Anregung nicht (rein-) monochromatisch im Sinne einer Verschmierung der Resonanzfrequenzen der Ionen ist. Die notwendigen Korrekturen am Signal beschreibe ich unter anderem im nächsten Abschnitt.

III.3.2 Korrekturen an der Größe des Signals

Die Resonanzfrequenzen der Atome im Strahl hängen bei einer Anregung über den Dopplereffekt von deren Geschwindigkeit und dem Winkel zwischen Laser- und Ionenstrahl ab. Geschwindigkeit und Winkel sind nach einer Folienwechselwirkung zwar noch wohldefinierte Größen, doch besitzen sie trotz noch so guter Präparation im Beschleuniger und in der Strahlführung eine Verteilung. Im Moment interessiert für die Abschätzung der Signalgröße nur die Breite dieser Verteilung, nicht so sehr ihre genaue Form (siehe Signalform in Abschnitt III.3.5). Ich beschränke mich bei den im folgenden vorgestellten Ergebnissen auf den für unser Experiment gültigen Anregungsbereich mit $1/\gamma_1 < T < 1/\gamma_2$. Hier ist das Signal proportional zur Wechselwirkungszeit T und gegeben durch:

$$\text{Signal} \sim \frac{\gamma_1 b^2 T}{\Delta \omega^2 + \left(\frac{\gamma_1}{2}\right)^2}$$

Bei einer Doppleranregung sind T und $\Delta \omega$ Funktionen von Geschwindigkeit v und Winkel Θ . Beide Größen sollen eine Verteilung F um ihre Mittelwerte besitzen. Das Signal wird dann:

$$\text{Signal} \sim \int \int_{\Theta} F(\Theta) F(v) \frac{T(\Theta, v)}{\Delta \omega(\Theta, v)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} d\Theta dv$$

In Abbildung 8 sind die Ergebnisse dieser Integration für gaußsche Verteilungen gezeigt. Das Signal wird verbreitert und die Signalthöhe beträchtlich herabgesetzt. Außerdem tritt eine kleine Verschiebung des Mittelwerts des Signals auf (Kus78).

Die Reduzierung der Signalgröße läßt sich genähert beschreiben durch:

$$\text{Signal} = S_0 \frac{\Delta\nu_{\text{hom}}}{\Delta\nu_{\text{total}}}$$

mit S_0 dem Signal bei monochromatischer Anregung und δ -Funktionen als Verteilungen für θ und ν

$\Delta\nu_{\text{hom}}$ der homogenen Linienbreite

$$\Delta\nu_{\text{total}} = \sqrt{\Delta\nu_{\text{hom}}^2 + \Delta\nu_{\text{inhom}}^2} \quad \text{der totalen Linienbreite}$$

$\Delta\nu_{\text{inhom}}$ der inhomogene Linienbreite

Die inhomogene Linienbreite setzt sich aus den Dopplerverbreiterungen durch Winkel- und Geschwindigkeitsverteilung zusammen (quadratisch kombiniert).

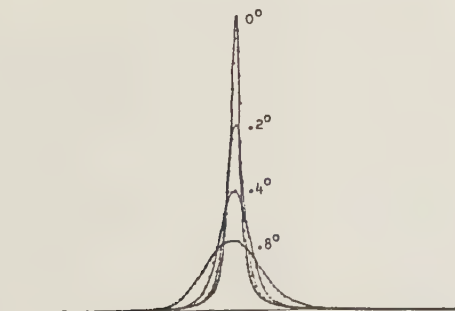
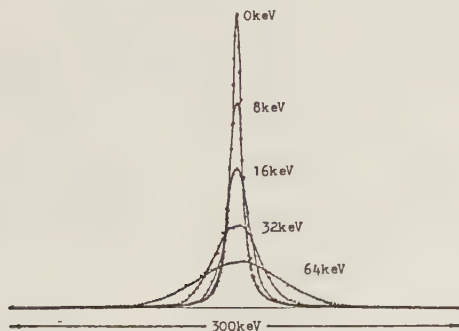


Abbildung B: Abhängigkeit der Linienform von der Energiebreite (oben) und Winkelbreite (unten).

Neben dieser, durch den Ionenstrahl bedingten Signalkorrektur, gilt es aber auch das Laserstrahlprofil zu beachten. Bei einem gaußschen Strahlprofil ist die Leistungsdichte nämlich vom Radius r abhängig:

$$P = \frac{2 P_0}{\pi w_0^2} e^{-\frac{2 r^2}{w_0^2}}$$

P_0 ist die Laserleistung und w_0 ist der Radius für den die Amplitude des Feldes auf $1/e$ abgefallen ist.

Das bedeutet für Ionen, die nicht genau durch die Mitte des Laserstrahls fliegen, daß sie mit einem schwächeren Feld wechselwirken. Um eine mittlere Leistungsdichte für die Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeit zu erhalten, muß über den Durchmesser des Ionenstrahls gemittelt werden. Die Ionen sollen im Strahl homogen verteilt sein. Das Ergebnis dieser Mittelung ist in Abbildung 9 wiedergegeben.

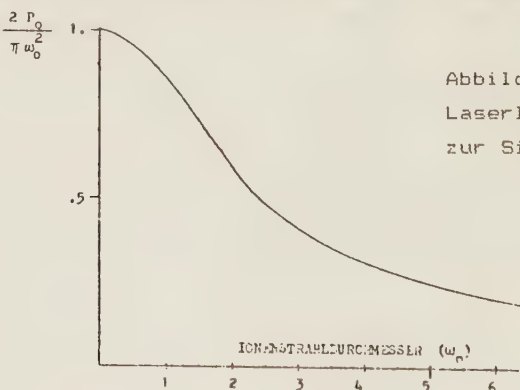


Abbildung 9: Mittlere Laserleistungsdichte zur Signalberechnung

Eine Korrektur, die den Untergrund betrifft ergibt sich in folgender Weise: entsprechend des 10cm hinter der Folie fast konstanten, von der Detektorposition nicht stark abhängigen Zählrate (siehe Abschnitt III.3.3), kann angenommen werden, daß der Untergrund proportional zur Fensterbreite $T + \Delta T$ ist. Beim Aufbau des Experiments wird man die Größe dieses Fensters so wählen, daß das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis maximal wird. ΔT machen wir etwa so groß wie die Lebensdauer des $^{23}\text{P}_1$ -Zustandes. Eine Untergrundkorrektur ist nur notwendig beim Vergleich unterschiedlicher Anregungsgeometrien.

III.3.3 Einfluß von Kaskaden

Die Besetzung höherer n, l -Zustände bei einer Folienwechselwirkung, führt zu einer Nachbesetzung von Resonanzzuständen nach Zeiten, die groß gegenüber der Lebensdauer dieser Zustände sind. In der Literatur wird dieses Problem im Zusammenhang mit der Verfälschung von Zerfallskurven behandelt (Cur76). Für die Bestimmung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses ist die Kenntnis der Besetzung der 2^3P_1 und 2^3P_2 -Zustände während der Laserwechselwirkung notwendig. Allerdings ist das Verhältnis der Besetzungen ausreichend. Eine Abschätzung des Untergrunds ist dann aus dem Vergleich mit der Intensität des 2^3P_J -Zerfalls möglich.

III.3.3.1 Bestimmung des Verhältnisses der Besetzungen der 2^3P_1 - und 2^3P_2 - Zustände

Eine experimentelle Bestimmung dieses Verhältnisses wäre aus UV-Messungen der 2^3S_1 - 2^3P_J -Zerfallskurven möglich (siehe Abbildung 10). Neben anderen haben Engström et al. (EJD81) solche Experimente durchgeführt, der Untergrund und eine unzureichende spektrale Auflösung erlauben jedoch nur eine Abschätzung nach unten: Etwa 10ns nach der Folienwechselwirkung und einer Strahlenergie von 8-10MeV kann mit

$$\frac{N_{2^3P_2}}{N_{2^3P_1}} \geq 30 \quad \text{gerechnet werden.}$$

Eine genauere aber indirekte Bestimmung dieses Verhältnisses ist mit Hilfe theoretischer Annahmen aus Messungen des 2^3P_J -Zerfalls im Röntgenbereich möglich. Entsprechend Abbildung 10 enthält die nicht aufgelöste Zerfallskurve der 2^3P_J -Zustände folgende Beiträge (Mar76):

- a) den durch FS-Mischung mit n^1P_1 induzierten Übergang des 2^3P_1 (E1-Übergang): $1.85 \cdot 10^9 s^{-1}$ (DrD69)
- b) den durch HFS-Mischung mit 2^3P_1 induzierten Übergang des 2^3P_0 (E1-Übergang): $.077 \cdot 10^9 s^{-1}$ (Moh76)
- c) den M2-Zerfall des 2^3P_2 : $.9 \cdot 10^5 s^{-1}$ (Dra69a)

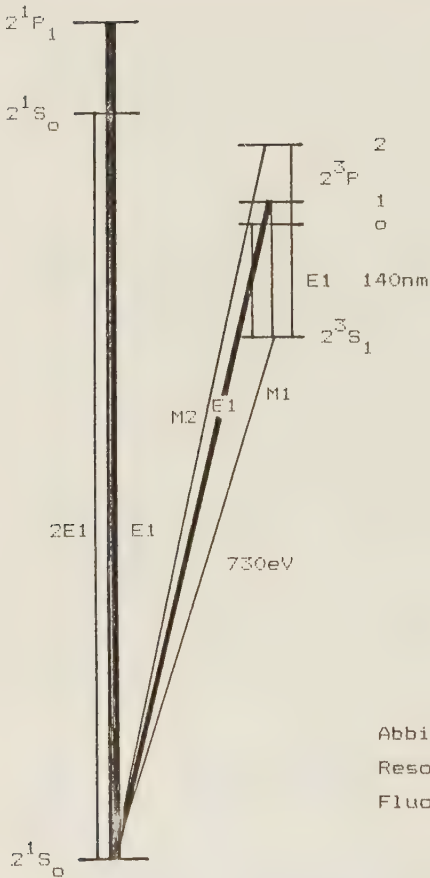


Abbildung 10: Zerfallskanäle der Resonanzzustände Helium-ähnlichen Fluors

Richard et al. (RKH73) haben Helium-ähnliches Fluor nach Folienanregung mit einem Kristallspektrographen untersucht. In Abbildung 11 zeige ich die von ihnen gemessenen und mit einem einfachen Kaskadenmodell (siehe Anhang A5) gefitteten "Zerfallskurven" von 2^3P und 2^1P_1 . Dieses stark vereinfachte Modell liefert gute Übereinstimmung (für den langlebigen Schwanz der Zerfallskurven, wo die Breite der Fensterfunktion eine untergeordnete Rolle spielt) mit einer Besetzung der $n, l=n-1$ (Yrast-) Zustände proportional $n^{-2.5}$. Zum Vergleich ist auch die entsprechend Ellis (Ell79) für den 2^1P_1 -Zerfall bestimmte Besetzung proportional n^{-4} eingezeichnet (Ric73).

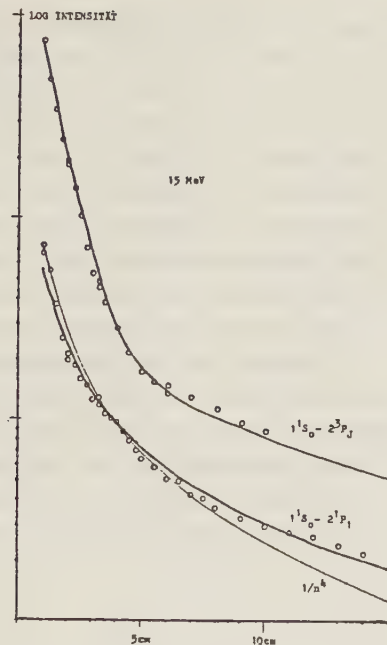


Abbildung 11: Fit eines einfachen Kaskadenmodells an die Daten von Richard et al. - Erläuterungen findet man im Text.

In Abbildung 12 ist das Verhältnis der Besetzungszahlen von $2^3P_2/2^3P_1$ für unterschiedlich starke Besetzungen höherer $n, l=n-1$ (Yrast-) Zustände zeitabhängig gezeigt. Die Inversion erreicht 10 bis 15 ns nach der Folienanregung ihr Maximum.

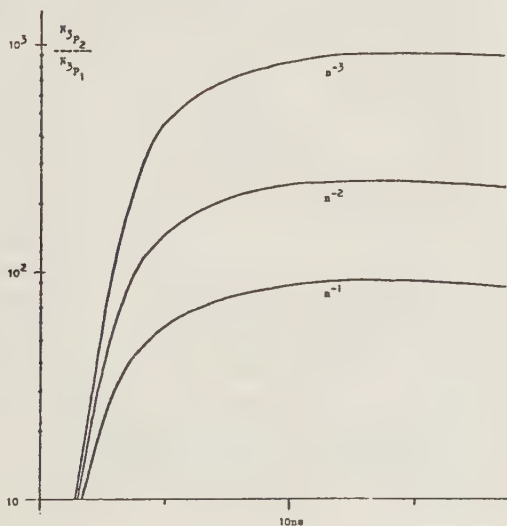


Abbildung 12: Verhältnis der Besetzungszahlen von 2^3P_1 - und 2^3P_2 -Zustand. Besetzung der Yrast-Zustände proportional zu n^{-m} .

Aufwendige Kaskadensimulationen von Zerfallskurven benutzen genauere Werte für die Übergangswahrscheinlichkeiten und betrachten auch Zustände mit $l < n-1$. Die Besetzung dieser Zustände nach der Folienwechselwirkung wird meist in dieser Form angenommen: $N(n,l) \sim (2l+1) \cdot n^{-m}$ mit $2 < m < 4$ (YoW78). Neuere Untersuchungen (ADE81, BOV82) deuten auf eine stärkere Besetzung von Zuständen etwa 10eV unterhalb der Ionisationsgrenze durch resonanten Elektroneneinfang aus dem Valenzband der Kohlenstoff-Folie hin. Bei Helium-ähnlichem Fluor ist diese Bedingung für $n=9$ erfüllt. Dieser Zustand hat eine mittlere Lebensdauer von einigen ns und dessen Besetzung kann durchaus zu hohen Zählraten lange nach der Folienanregung führen.

Für die Bestimmung des Verhältnisses von 2^3P_2 zu 2^3P_1 begnüge ich mich aber mit den in Abbildung 12 gezeigten Ergebnissen für eine Besetzung nur der Yrast-Zustände proportional n^{-m} . Ich erhalte so:

$$\frac{N_{2^3P_2}}{N_{2^3P_1}} = 200 \pm 100$$

III.3.3.2 Abschätzung des Untergrundes

Die im Experiment verwendeten Proportionalzählrohre können Röntgenstrahlung im Bereich von .2 bis etwa 2keV nachweisen. Ihre Empfindlichkeit erreicht bei .75keV ihr Maximum. Eine Untersuchung durch Folienwechselwirkung angeregter Fluorionen und Vergleich mit den charakteristischen Röntgenstrahlen durch Ionenstoß angeregten Kochsalzes (NaCl) zeigt nur Strahlen im Bereich um etwa 750eV. Richard et al. und Kauffman et al. (RKH73, KWH73) haben diesen Bereich mit hochauflösenden Methoden untersucht. Bei einer Strahlenergie von 15MeV setzt sich die 10cm hinter der Folie (~ 8 .1ns) emittierte Strahlung zu 60% aus dem Zerfall von 2^3P_J und zu je 20% aus dem Zerfall von 2^1P_1 und doppeltangeregtem Lithium-ähnlichen $4P_{5/2}$ zusammen (RKH73). Bei 22.2MeV und 4.15cm hinter der Folie stammen 44% vom 2^3P_J , je 20% vom 2^1P_1 und $2p^2P$ (Wasserstoff-ähnliches Fluor) und 15% vom $4P_{5/2}$ (KWH73). Als grobe Näherung benutze ich, daß etwa 10cm hinter der Folie 50% des im Zählrohr re-

gistrierten Signals aus dem Zerfall von 2^3P_J nach 1^1S_0 stammt. Dieser Wert wird als unabhängig von der Energie angenommen! Der größte Teil davon, nämlich 99.3%, stammen vom Zerfall des 2^3P_1 -Zustandes.

In einem Vorexperiment haben wir die Zählrate in einem Proportionalzählrohr in Abhängigkeit von der Entfernung zwischen Folie und Detektor gemessen. Abbildung 13 zeigt diese Abhängigkeit für verschiedene Energien. Bei diesem Experiment benutzten wir 5 Folien, die an festen Positionen in den Ionenstrahl gebracht wurden. Der Detektor war fest montiert. Die durchgezeichnete Kurve ist die Summe der von Richard et al. (RKH73) gemessene Röntgenintensitäten im Bereich von 700 bis 750 eV. Aus der recht guten Übereinstimmung entnehmen wir, daß außer den bereits erwähnten Zuständen keine anderen einen wesentlichen Beitrag liefern. Die hohe Zählrate für Zeiten um 10 ns deuten auf eine starke Besetzung von hohen n-Zuständen in der Folie hin.

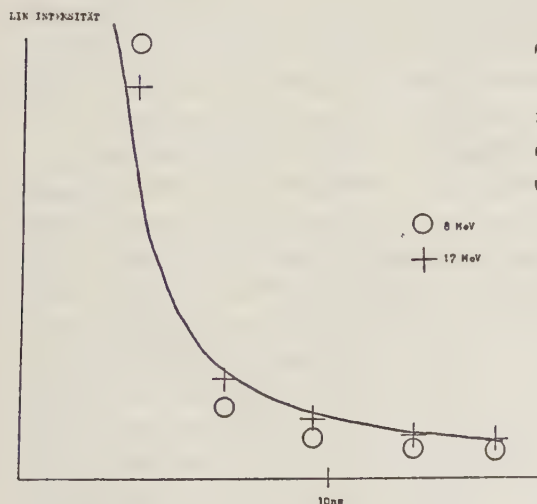


Abbildung 13: Zählrate (entspricht Untergrund) in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Folie und Detektor.

Für das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ergibt sich mit den bisher behandelten Effekten:

$$\frac{S}{U} = \frac{N_{2^3P_2}}{N_{2^3P_1}} \left(\begin{array}{l} \text{Signal aus} \\ \text{Abb. 6 und 7} \end{array} \right) \cdot \left(\begin{array}{l} \text{Linienbreiten-} \\ \text{faktor} \end{array} \right) \cdot \left(\begin{array}{l} \text{Ionenstrahl-} \\ \text{durchmesser} \end{array} \right)$$

III.3.4 Abschätzung der Signalstärke für die bisher durch- geführten Experimente

Tabelle VII gibt einen Überblick über die vier bisher durchgeführten Experimente zur Messung der 2^3P Feinstruktur in Helium-ähnlichem Fluor. Die beiden ersten Versuche wurden mit einem auf verschiedene Linien abstimmbaren CO_2 -Laser beschränkter Leistung gemacht. Eine theoretische Abschätzung kann wegen der unvollständig vorliegenden Informationen nur grobe Anhaltspunkte über die Signalgröße liefern. Es ist aber ersichtlich, daß diese Experimente wegen des geringen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses scheitern mußten. Mit Zählraten um $5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ hätte ein Abstimmen über den richtigen Energiebereich etwa eine Woche gedauert. Eine Vergrößerung des Signals ist nur durch Erhöhen der Laserleistung möglich. Für das dritte Experiment (1979) wurde deshalb ein für industrielle Anwendung gedachter 300W CO_2 -Laser benutzt. Dieser Laser arbeitet ohne Wellenlängenselektion auf der intensiven $\text{P}(20)$ Linie. Der Aufbau wurde dementsprechend gestaltet. Bei einer Strahlenergie, die eine ausreichende Produktion von Helium-ähnlichen Ladungszuständen nach der Folie versprach, tritt Resonanz nur unter großen Winkeln, von z.B. 66° , auf. Da der gaußsche Laserstrahl einen Radius von $\omega_0 \approx 5 \text{ mm}$ besaß, der Ionenstrahldurchmesser aber nur 1-2mm betrug, wurde das Licht mit einer $f=2.5 \text{ m}$ Linse fokussiert. Wegen des großen Winkels wird die Wechselwirkungszeit und damit das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis sehr klein. Die Fokussierung des Lasers hat bei diesem Winkel keinen Einfluß auf die Signalgröße. Sie steigt zwar immer proportional zur Laserleistungsdichte an aber für Wechselwirkungszeiten T kleiner als die Zerfallszeiten ist sie auch proportional zu T^2 . S/U ist nur doppelt so groß wie beim 1976-er Experiment. Eine der hohen Laserleistung entsprechende Vergrößerung des Signals ist erst bei Abstimmung des Lasers auf verschiedene Linien möglich. Wie bei den beiden ersten Experimenten können wir die Wechselwirkungszeit (trotz Fokussierung) durch Wahl eines Winkels von 5° zwischen Laser- und Ionenstrahl wesentlich verlängern.- Die intracavity Leistung des CO_2 -Lasers erhöht das Signal nur um einen Faktor 2 bis 3. Wir erwarten mit diesem Aufbau ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 10^{-3} .

Tabelle VII: Vergleich der bisherigen Experimente

Experiment	1975	1976	1979	1981
Literatur	AMS76	Si177	Arm80	diese Arbeit Mye82
CO ₂ -Laserleistung	20W	20W	300W	300W
Anregungs- geometrie	unter 5° intracavity ohne Fokus	unter 5° intracavity ohne Fokus	unter 66° extracavity mit Fokus	unter 5° intracavity mit Fokus
Laserlinie	R(26)	P(34)	P(20)	P(44)
übergang	3/2 - 3/2	3/2 - 5/2	3/2 - 5/2	3/2 - 5/2
Resonanz- energie	14.4MeV	9.5MeV	16.7MeV	16.9MeV
Signalwahr- scheinlichkt.	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$2.6 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-4}$
$\frac{\Delta E_{\text{hom}}}{\Delta E_{\text{total}}}$	$\frac{8.5\text{keV}}{71\text{keV}}$	$\frac{8.4\text{keV}}{71\text{keV}}$	$\frac{120\text{keV}}{160\text{keV}}$	$\frac{14\text{keV}}{72\text{keV}}$
Laser- und Ionenstrahl- profil			.5	.5
Untergrund = Fensterlänge	8.0	7.9	1 (per def.)	2.7
Signal-zu- Untergrund- Verhältnis	$4 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$

III.3.5 Betrachtung der Linienform

Für das aktuelle Experiment will ich die Einflüsse auf die Linienform etwas genauer betrachten. Obwohl die Ionen die Wechselwirkungszone mit einer Geschwindigkeit von 1cm/ns durchfliegen und der Laserstrahl auf einige mm fokussiert ist, bewirkt der flache Winkel von 5° eine Wechselwirkungszeit, welche groß gegen die kürzeste Lebensdauer der beteiligten Zustände ist. Zur homogenen Linienbreite trägt deshalb wesentlich nur die natürliche Linienbreite (Lorentzkurve) bei: $\frac{\Delta v_{\text{nat}}}{v} \sim 10^{-5}$. Die inhomogene Linienbreite wird entscheidend durch die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen bestimmt:

$$\frac{\Delta v_{\text{vel}}}{v} = \frac{v}{c} \cos 5^\circ \frac{\Delta v}{v} \sim 10^{-4}$$

v Frequenz

Δv_{vel} Frequenzbreite aufgrund der

Δv Breite der Geschwindigkeitsverteilung

v Geschwindigkeit

c Lichtgeschwindigkeit

Beiträge zur Dopplerverbreiterung durch Divergenzen von Laser- und Ionenstrahl sind dagegen klein:

$$\frac{\Delta v_{\text{div}}}{v} = \frac{v}{c} \sin 5^\circ \Delta \theta \sim 10^{-5}$$

$\Delta \theta$ Breite der Winkelverteilung

Aufgrund des Winkels wird deshalb die Linienform des Signals ganz entscheidend von der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen nach der Folienwechselwirkung abhängen.

Energie der Ionen nach der Folienwechselwirkung

Bei der Wechselwirkung mit der dünnen Kohlenstoff-Folie (Massenbelegung $3\text{-}5\mu\text{g}/\text{cm}^2$) verlieren die Ionen einen Teil ihrer 16MeV betragenden Energie - der Verlust beträgt etwa 40-60keV (NoS70). Wegen der statistischen Natur der Stoßwechselwirkung der Ionen mit der Folie, besitzt der Energieverlust eine Verteilung, die drei Ursachen haben kann (FSC77): Fluktuationen in Stoßanregung und Ladungsaustausch und drittens Folieninhomogenitäten. Im Experiment verwenden wir mit flüssiger Luft betriebene Kühlfallen und sorgen mit einem die Folie umgebenden Kühlfinger für

ein Vakuum, das Kohlenstoffablagerungen auf der Folie bei Strahlzeiten um einige Stunden verhindern hilft (DLB76). Effken et al. beobachten eine zur Strahlzeit proportionale, bis zu siebenfache Verbreiterung der Energieverteilung (EHH75), obwohl der mittlere Energieverlust nicht entsprechend zunimmt: der Energieverlust ist im allgemeinen proportional zur Foliendicke, während die Breite der Energieverteilung proportional zur Wurzel aus der Dicke der Folie ansteigt. Zur Erklärung dieser Beobachtung kommen deshalb nur Folieninhomogenitäten in Frage. Ihr Beitrag wird auch in unserem Feinstrukturresonanzexperiment den größten Beitrag zur Linienbreite liefern. Daß es sich bei den Inhomogenitäten nicht nur um eine Verdickung der Folie handeln muß, folgt aus verschiedenen Beobachtungen (DLB76, ABG80). In der Mitte der Folie kann es auch zu einer Reduzierung der Dicke kommen (ABG80).

Die Beiträge zur Energieverteilung aus Stoßanregung und Ladungsaustausch können extrapoliert werden aus Messungen mit dicken (einige $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$) Aluminiumfolien (SCP78, FSC77) oder Gastargetexperimenten (EHH75). Mit den in unserem Experiment verwendeten Folienstärken befinden wir uns im Bereich, wo langsam die Ladungszustände in der Folie ihr Gleichgewicht erreichen. Abschätzungen werden dadurch weiter kompliziert, weil dann Energieverlust und Verbreiterung auch vom eingeschossenen Ladungszustand abhängen. Effken et al. entnehmen ich für 15MeV Ne^{3+} auf N_2 Gastarget mit einer Massenbelegung von etwa $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ eine Breite der Energieverteilung von 15keV . Freeman et al. (FSC77) extrapolieren ihre Ergebnisse auf $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Kohlenstoff-Folien und erhalten so für $10\text{MeV }^{16}\text{O}$ eine Breite von 34keV (31keV für 30MeV). Wir können das auf $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ umrechnen durch Multiplikation mit $1/\sqrt{2}$ und erhalten 24keV . Die über längere Strahlzeiten gemittelte Energieverteilung wird etwa den in Abbildung 14 gezeigten Verlauf besitzen. Der Schwanz zu größeren Energieverlusten entsteht durch Folieninhomogenitäten und der Annahme einer zunehmenden Foliendicke. Entsprechend dieser Energieverteilung besitzt auch die Laserresonanzkurve der Feinstrukturmessung diese A symmetrie zu höheren Energien. Genauere Aussagen sind nur möglich, wenn die Verteilung bekannt ist. Die Breite der Kernresonanzen, die wir in unserem Experiment zur

Bestimmung der Ionenenergie benutzen, macht eine Entfaltung und damit eine Abschätzung der folienbedingten Breite unmöglich. Abhilfe schafft hier wahrscheinlich nur ein elektrostatischer Energieanalysator, der aber für absolute Messungen einer Eichung bedarf.

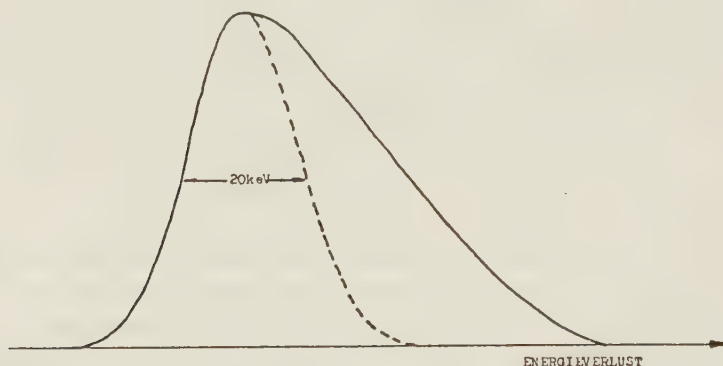


Abbildung 14: Für lange Bestrahlungszeiten gemittelter Energieverlust in der Kohlenstoff-Folie. Ausgehend von der 20keV breiten symmetrischen Verteilung kommt es durch Folieninhomogenitäten zu einer Asymmetrie.

Die Energieverteilung wird zusätzlich durch die begrenzte Auflösung des Analysiermagneten verbreitert. Das in Oxford benutzte Instrument besitzt bei einem Radius der Ionenbahn von $R=92\text{cm}$ eine Auflösung, die durch

$$\frac{dE}{E} = \frac{.5 (S_1 + S_2)}{2 R}$$

gegeben ist (CLH75). S_1 und S_2 sind die Spaltbreiten vor und hinter dem Analysiermagneten. Bei unseren Experimenten galt:

$1.3\text{mm} < S_1 = S_2 < 2.6\text{mm}$. Die Auflösung ist im allgemeinen signifikant besser, als durch die obige Formel gegeben. Wir erwarten eine Energieunschärfe des Ionenstrahls vor der Folienwechselwirkung von etwa 10^{-4} .

III.4 Aufbau des Detektionssystems

Für den weichen Röntgenbereich ($E < 1.5 \text{ keV}$) bleibt trotz der Entwicklung von Halbleiterdetektoren, das Proportionalzählrohr weiterhin das bevorzugte Nachweisinstrument (HeT75). Die Ursachen dafür liegen in dessen größerer Empfindlichkeit (und etwas besserer Auflösung), während die Handhabung etwa ähnlich kompliziert und aufwendig ist. Bei den bisherigen Experimenten zur Messung der ^{23}P -Feinstruktur (AMS76, Si177, Arm80) wurden deshalb immer Zählrohre verwendet, obwohl besonders beim vorletzten Aufbau (1979) immer wieder Probleme in Form eines vom Laser abhängigen "offsets" auftraten, als deren Ursache Detektoren und Nachweiselektronik vermutet wurden. Ich führte deshalb die in diesem Kapitel unter Abschnitt III.4.2 beschriebenen Experimente durch, um ein für die FS-Bestimmung bezüglich der zu verarbeitenden hohen Zählrate optimiertes Nachweis-system zu entwickeln, das ich dann in Abschnitt III.4.4 vorstellen möchte. Für das Verständnis der Versuchsaufbauten und die Interpretation der Messergebnisse (III.4.3) ist eine kurze Einführung in die Vorgänge im Zählrohr beim Nachweis von Photonen notwendig. Ich beginne deshalb dieses Kapitel III.4 mit einer Erklärung der Entstehung des elektrischen Signals in einem Proportionalzählrohr.

III.4.1 Arbeitsweise des Proportionalzählers

Ein typisches Proportionalzählrohr ist in Abbildung 15 gezeigt. Es handelt sich um eine geschlossene zylindrische Anordnung von Anodendraht und Kathode mit einem seitlichen Fenster, zum Beispiel aus $1 \mu\text{m}$ starkem Polypropylen, um ein Entweichen des Zählrohrgases zu vermeiden. Niederenergetische Photonen durchdringen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit das Fenster und gelangen in das Zählrohr, wo sie über den Photoeffekt absorbiert werden. Die dabei erzeugten Photoelektronen verlieren aber ihre kinetische Energie ($E_{\text{kin}} < 1.5 \text{ keV}$) durch Stöße mit Gas-molekülen (spezifische Ionisation = Erzeugung von Ionenpaaren) quasi sofort. Die Reichweite beträgt weniger als .2mm (Wil50). Am Ort der Absorption des Photons entsteht eine lokal begrenz-

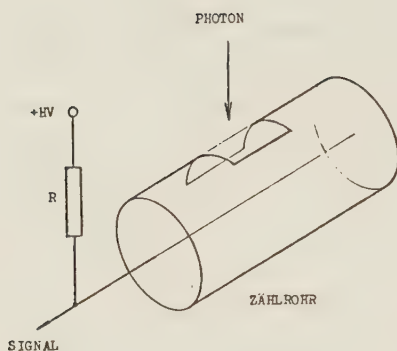


Abbildung 15: Schematische Darstellung eines typischen Zählrohrs
te, der Photonenenergie proportionale Anzahl von Ionenpaaren.

Im elektrischen Feld erfolgt nun eine Trennung der Ladungen. Die Elektronen driften sehr schnell zum Anodendraht und die positiven Ionen langsam zur Kathode. Die Geschwindigkeit der Elektronen ist dabei so groß, daß sie den Draht, je nach dem Ort der Absorption, nach etwa 50ns mit einer "Unschärfe" von .5ns, erreichen. Wegen der großen Feldstärken in der Nähe des dünnen Drahtes (Durchmesser $\sim .05\text{mm}$), wird dort die zwischen Stößen aufgenommene Energie bald zur Ionisation ausreichen und zur sogenannten Elektronenlawine führen. Diese Verstärkung M hängt im wesentlichen exponentiell von der Zählrohrspannung (Feldstärke) ab und kann zum Beispiel durch die bekannte 2-parametrische Diethornformel (Die56) beschrieben werden, wobei die beiden Parameter vom verwendeten Gas abhängen. Wegen der Diffusion der Elektronen (Wil50), ist die Lawine rings um den Draht herum ausgebildet. Entlang des Drahtes ist sie auf 1mm beschränkt. Die Lawine bildet sich im Bruchteil einer ns. Bei der geringen Zahl der Primärelektronen ($N_0 \sim \frac{E(\text{Photon})}{30\text{eV}}$) ist eine hohe Verstärkung von 10^3 bis 10^5 zur Registrierung der Signale notwendig. Dieses Signal entsteht erst jetzt mit dem Vorhandensein einer sehr großen Zahl positiver Ionen direkt am Draht.

Betrachtet man das Zählrohr als einen über den Widerstand R aufgeladenen Zylinderkondensator ($C \sim 5\text{pF}$), dann bewirkt die jetzt einsetzende Ionenbewegung zur Kathode eine Energie- und damit Spannungsänderung des Systems. Die Bewegung ist von der Feldstärke abhängig und führt so zu dem in Abbildung 16 gezeigten Spannungsabfall am Draht (Ram40, MoM40, Wi150, RiG69). Aufgrund ihrer Masse, ist die Ionengeschwindigkeit recht klein, so daß sie erst nach typisch 1ms die Kathode erreichen. Dann hat die Ladung (bei unendlich großem Widerstand R) um $N_0 M e$ abgenommen und die Spannung sinkt um einige Volt ab.

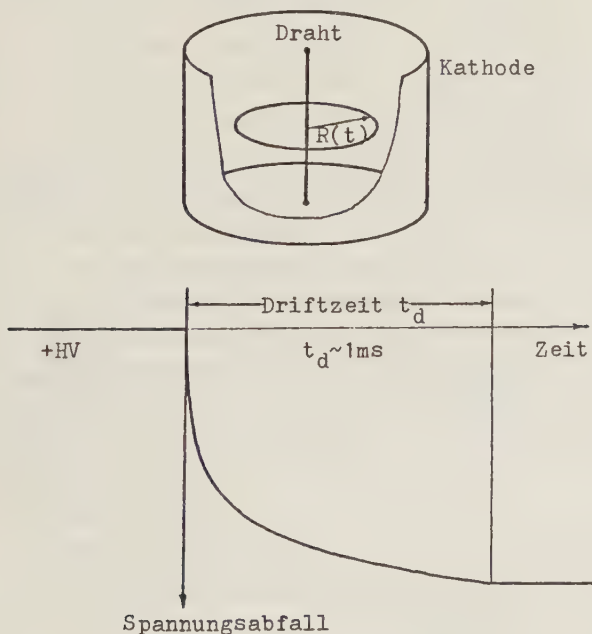


Abbildung 16: Veranschaulichte Darstellung der Vorgänge im Zählrohr. Zum Zeitpunkt $t=0$ ist eine positive Ionenwolke als Resultat der Elektronenlawine am Draht vorhanden. Nun beginnt diese Wolke ringförmig vom Draht weg in Richtung Kathode zu driften. Dieser Vorgang ist im oberen Teil des Bildes dargestellt. Befinden sich die Ionen nicht mehr am Draht, so hat sich die Energie des Systems geändert und die Spannung sinkt ab. Dieser Spannungsabfall hängt von der Position R der Ladungswolke und damit von der Zeit ab.

In der Realität wird aber meist die in Abbildung 17 gezeigte Schaltung verwendet. Das in Abbildung 16 gezeigte Signal wird durch endlichen Lade- und Eingangswiderstand verformt, differenziert (RiG69). Eine starke Differenzierung ist wegen des steilen Spannungsabfalls möglich, die Pulshöhe bleibt propor-

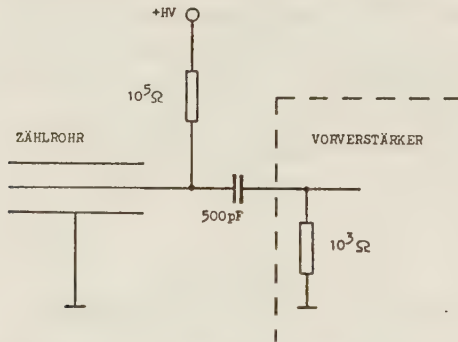


Abbildung 17: Anschluss eines Zählrohrs

tional zur Anzahl der positiven Ionen. Der theoretische zeitliche Verlauf des differenzierten Signals ist in Abbildung 18 dargestellt und kann mit publizierten experimentellen Ergebnissen (BeMB1) verglichen werden. Es entsteht ein sehr schneller Puls, dessen Höhe bei kapazitätsarmer Ankopplung einige mV erreicht und proportional zur Energie des absorbierten Photons ist. Dieser Puls kann auf vielfältige Art weiterverarbeitet werden.

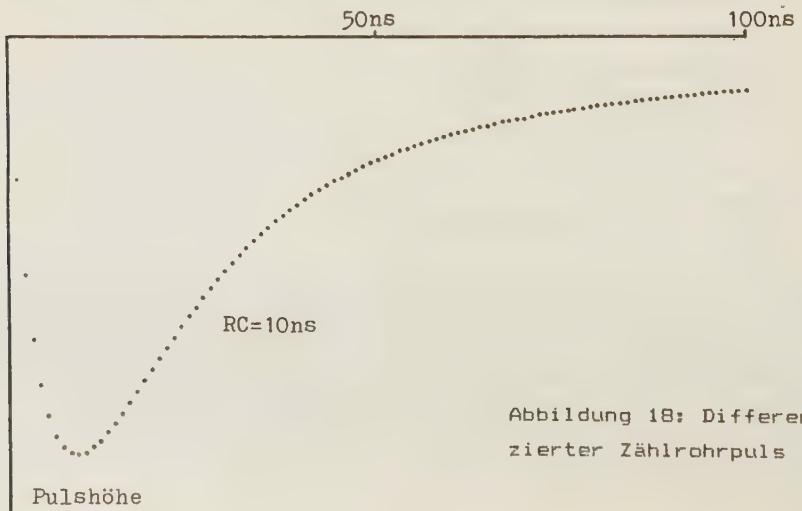


Abbildung 18: Differenzierter Zählrohrpuls

III.4.2 Untersuchungen an Proportionalzählrohren

III.4.2.1 Beschreibung des Versuchsaufbaus

Der Versuchsaufbau der in diesem Abschnitt beschriebenen Experimente ist in Abbildung 19 gezeigt. Ein SIEMENS Durchflußzählrohr mit kapazitätsarmer Ankopplung an einen Vorverstärker ist über eine veränderliche Blende mit einer einfachen Röntgenröhre verbunden. Eine 12V/15W KFZ-Lampe dient als Kathode und eine auf bis zu 5kV hochliegende Aluminium Elektrode stellt die Anode dar. Der Photonenfluß (Al K α = 1.5keV-Photonen) hängt vom Heizstrom ab und ist leicht, in dem für die Experimente notwendigen Bereich zu variieren (Zählraten bis zu einigen 10^6 s^{-1}). Das Vakuum in der Röntgenröhre wird nur mit einer Vorpumpe erzeugt und beträgt etwa $2 \cdot 10^{-3}$ mbar. Nach einiger Zeit entsteht wahrscheinlich deshalb auf der Anode ein Belag (Kohlenstoff?) und die emittierten Photonen sind nicht mehr monochromatisch. Den Blendenteil zwischen Röntgenröhre und Proportionalzähler beschreibe ich im Zusammenhang mit den damit durchgeführten Experimenten.

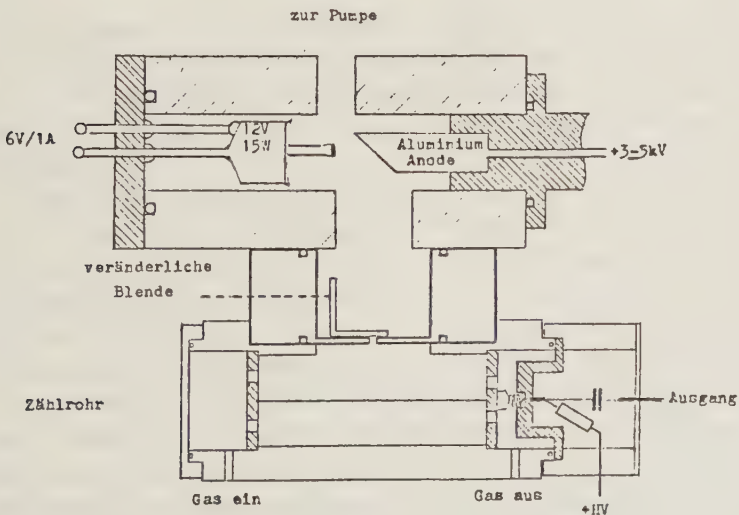


Abbildung 19: Schnitt durch Röntgenröhre und Zählrohr

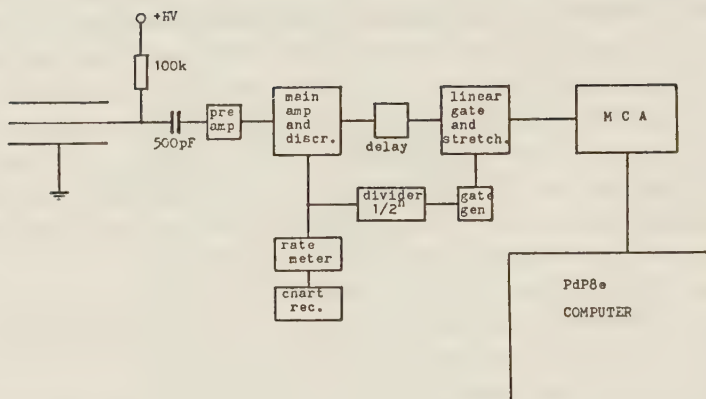


Abbildung 20: Elektronik

In Abbildung 20 ist die verwendete Elektronik schematisch dargestellt. Das von der Hochspannung entkoppelte Signal wird über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker (Ortec9301 mit auf $1k\Omega$ geänderten Eingangswiderstand) und einen Verstärker/Diskriminator (Ortec9302) auf eine Höhe von etwa .4V (an 50Ω) gebracht und die Zählrate (nach Schwellwertdiskriminierung bei etwa .1V) über den analogen Ausgang des Frequenzzählers auf dem x,t-Schreiber festgehalten. Während das abgeschwächte, um etwa 170ns. verzögerte Signal auf den Eingang des sogenannten 'linear gate and stretcher' Moduls gelangt, kann je nach Zählrate über ein wählbares Untersetzungsverhältnis und einen Generator ein luster langer Gatepuls erzeugt werden. Das Ausgangssignal dieses 'linear gate and stretcher' Moduls ist ein Puls, dessen Höhe der Ladungsmenge am Eingang während des Gatepulses proportional ist. Dieser Puls gelangt auf einen LABEN Viel-Kanal-Analysator. Die dort aufgezeichneten Pulshöhenverteilungen (PHD) können in das Memory eines PdP8e Kleincomputers eingespeist, dort ausgewertet und auf Magnetband gespeichert werden.

III.4.2.2 Abhängigkeit der Pulshöhe von der Zählrate

Ein typisches Resultat einer Messung mit dem im letzten Abschnitt beschriebenen Aufbau ist in Abbildung 21 wiedergegeben. Links sind übereinander die bei verschiedenen Zählraten aufgenommenen Pulshöhenverteilungen dargestellt, während rechts die relative Pulshöhe als Funktion der Zählrate gezeigt ist. Das ist jeweils die relative Kanalnummer des Maximums der Verteilung. Im folgenden werde ich mich überwiegend auf die Darstellung der Pulshöhe als Funktion der Zählrate beschränken. Dazu wird bei einer bestimmten Zählrate das Maximum der Verteilung durch einen Computerfit bestimmt und im allgemeinen bilden 8 solche Wertepaare dann eine Kurve (8x128 Kanäle im Vielkanalanalysator).

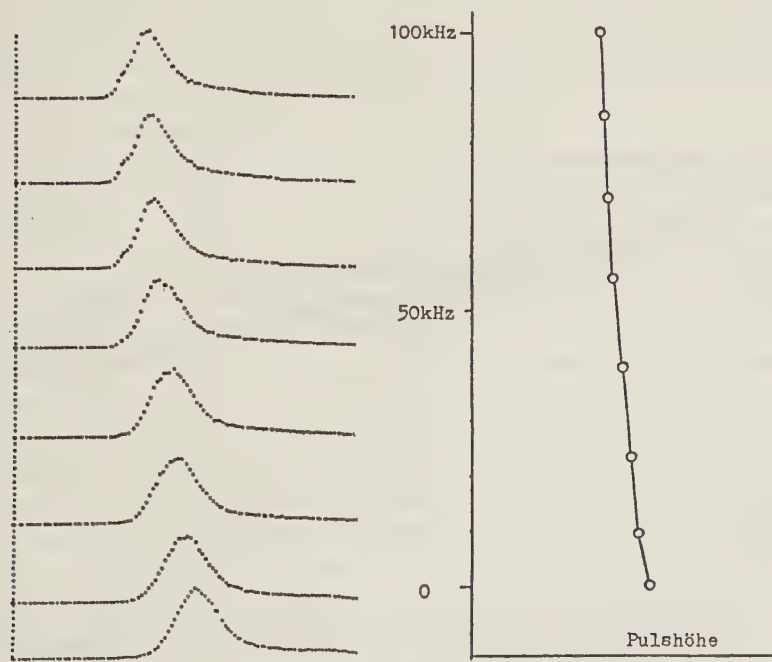


Abbildung 21: Bei verschiedenen Zählraten aufgenommene Pulshöhenverteilungen (links) und die Positionen der Maxima (relative Pulshöhe) als Funktion dieser Zählraten (rechts).

In Abbildung 22 ist das Absinken der Pulshöhe in Abhängigkeit von der Zählrate für unterschiedliche Zählrohrspannungen gezeigt. Die durchgezogenen Kurven stammen aus einem Fit mit der Raumladungstheorie (Hen69 und Abschnitt III.4.3). Ein Fit mit der Rekombinationstheorie (Mah76 und Anhang A7.) liefert ein mehrfach vergrößertes χ_{red} . Bei der Raumladungstheorie ist der relative Pulshöhenverlust bei kleinen Zählraten proportional zur Dichte der Raumladung und damit zur Zählrate selbst (siehe die eingezeichneten Geraden). Entsprechend der im Anhang A7. angegebenen Formeln sollte zwischen den Steigungen m der Geraden und dem Gasvervielfachungsfaktor $M(V)$ dividiert durch die Spannung ein linearer Zusammenhang bestehen: $m \sim M(V)/V$. Das ist nicht der Fall (siehe auch SVP78)!

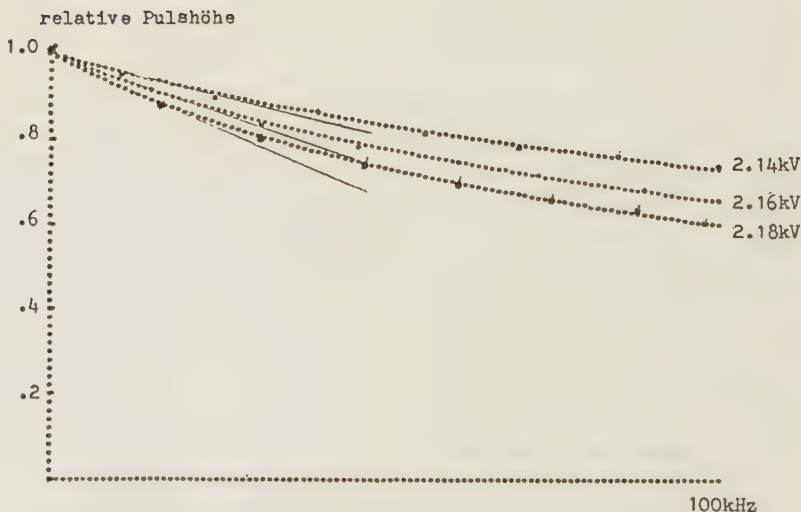


Abbildung 22: Zählratenabhängigkeit der Pulshöhe in einem Zählrohr mit $R_{\text{Draht}} = 0.03\text{mm}$ und $R_{\text{Kathode}} = 12\text{mm}$ bei den angegebenen Spannungen. Zum Nachweis der Al K α -Photonen wurde die P10 Gas-mischung verwendet.

Pulshöhenverlust als Funktion der Länge L und Breite B des Zählrohrfensters

Messungen dieser Abhängigkeiten erlauben eine Überprüfung gewisser Theorien und der darin enthaltenen Ansätze zur Erklärung der Zählratenabhängigkeit der Pulshöhe. Bei Argon/Methan (P10) als Zählrohrgas und Atmosphärendruck findet die Absorption von $\text{Al K}\alpha$ nach einigen Millimetern statt (HeE73). Eine Messung der Breitenabhängigkeit der Pulshöhenverschiebung liefert deshalb Informationen über die Winkelabhängigkeit des Effektes.

Wie im Anhang näher ausgeführt, ist die Pulshöhenreduzierung bei der Rekombinationstheorie eine Funktion der radialsymmetrisch angenommenen Ladungsverteilung im Zählrohr. Diese Dichte ist proportional zu $1/L$. Hendricks' Raumladungstheorie zeigt diese Abhängigkeit ebenfalls, während die verbesserte Theorie, wegen der endlichen Ausdehnung der Raumladung entlang des Drahtes, eine sehr viel schwächere Längenabhängigkeit der Pulshöhenverschiebung vorhersagt.

Das für diese Untersuchungen benutzte Blendensystem bestand aus einem Spalt, dessen Breite 1.5mm betrug. Die Spaltlänge konnte unter Vakuum (auf der Seite der Röntgenröhre) in 5 Schritten von 1.7 bis 15.6mm variiert werden. Die Anode, als punktförmige Quelle der Photonen, war weit genug entfernt, um eine homogene Ausleuchtung dieses Spaltes zu gewährleisten: die Zählrate hängt linear von der Länge (Spalt parallel zum Zählrohrdraht) oder Breite (Spalt senkrecht zum Draht) des Schlitzes ab.

In den folgenden beiden Abbildungen zeige ich die relative Pulshöhenverschiebung als Funktion von Breite und Länge. Diese Größe entspricht der Steigung des linearen Teils des Pulshöhenabfalls für kleine Zählraten. Gleiche Steigung entspricht einer auch im weiteren Verlauf identischen Kurve. - In Abbildung 23 ist die relative Pulshöhenreduzierung als Funktion der Spaltbreite B aufgetragen. Der Abfall der Pulsamplitude mit größer werdenden Zählraten hängt nicht von der Spaltbreite ab. Das ist im Rahmen der Raumladungstheorie ein Hinweis auf die Richtigkeit der Annahme einer rotationssymmetrischen Verteilung der Ladung um den Draht. Die Diffusion der Elektronen bewirkt die Ausbildung einer den Draht (auf etwa 1mm Länge) umhüllenden Lawine. Bei

Rekombination als Ursache für die Amplitudenreduzierung sollte die Größe des Effektes ebenfalls nicht von der Spaltbreite B abhängen.

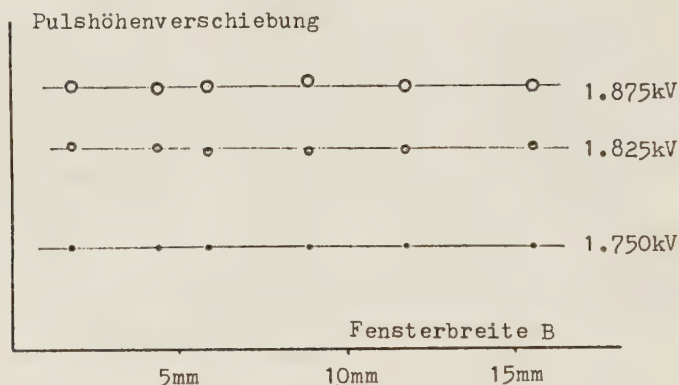


Abbildung 23: Abhängigkeit der relativen Pulshöhenverschiebung von der Breite B des Zählrohrfensters senkrecht zum Anodendraht.

Die Längenabhängigkeit habe ich für verschiedene Zählrohrspannungen gemessen. In Abbildung 24 ist diese Abhängigkeit nur für die höchste verwendete Gasvervielfachung gezeigt. Der prinzipielle Verlauf ist aber immer gleich: Eine Abhängigkeit sehr viel schwächer als $1/L$. Die durchgezogene Kurve ist ein Fit der verbesserten Theoriefunktion (siehe III.4.3 und Anhang A7.).

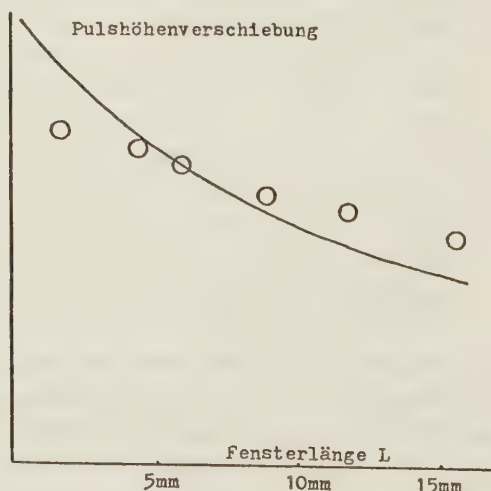


Abbildung 24: Abhängigkeit der relativen Pulshöhenverschiebung von der Länge L des Zählrohrfensters parallel zum Anodendraht.

III.4.2.3 Langzeittests

Es ist bekannt (BEG69), daß bei Proportionalzählrohren ein Alterungsprozess existiert, der zu einer Veränderung der Pulshöhenverteilung bei sonst gleichen Bedingungen führt. Erklärt wird das mit einer Kohlenstoff enthaltenden Ablagerung auf dem Anodendraht mit einer unter anderem durch dessen vergrößerten Radius bedingten Reduzierung der Gasvervielfachung. Abbildung 25 zeigt Pulshöhenverteilungen für verschiedene Zählraten bei Verwendung eines "alten" Anodendrahtes. Die Messung mit P10 wurde nach der Messung mit Methan durchgeführt. Im allgemeinen zeigt sich der Alterungsprozess zuerst in einer Verbreiterung der Pulshöhenverteilung mit einer Asymmetrie auf der niederenergetischen Seite, die zu einem zusätzlichen Maximum anwächst (siehe auch BEG69).

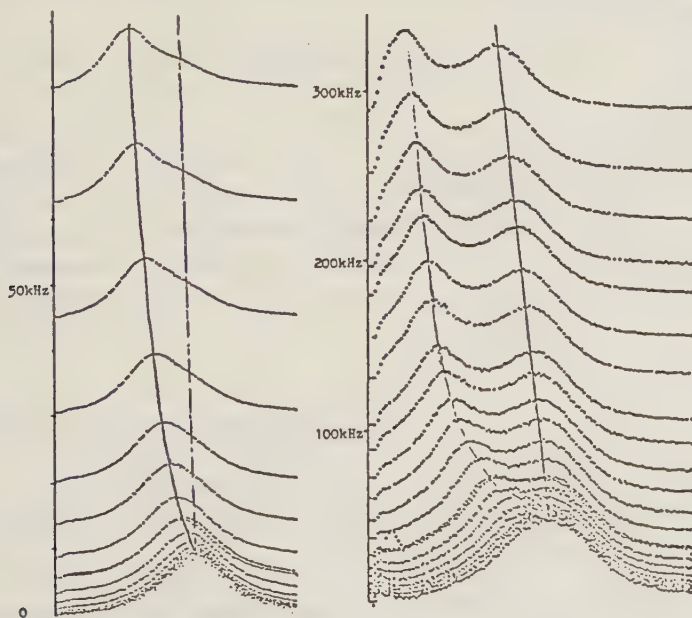


Abbildung 25: Pulshöhenverteilungen bei verschiedenen Zählraten mit einem "alten" Anodendraht. Es wurde der gleiche Draht für beide Messungen verwendet. Das linke Bild zeigt die Resultate mit Methan (CH_4) und einer Zählrohrspannung von 2.9kV, während rechts die Messung mit Argon/Methan (P10) bei 1.8kV gezeigt ist.

Es konnte auch eine nicht von der Zählrate abhängige, quasi permanente Reduzierung der Pulshöhe um bis zu 50% festgestellt werden. Durch Umpolen und Erhöhen der Zählrohrspannung wird die ursprüngliche Amplitude zeitweilig zurückgewonnen (SpT75). Das sofort darauf im Normalbetrieb folgende schnelle Absinken der Pulshöhe ist für zwei Zählraten in Abbildung 26 gezeigt. Wird das Zählrohr nur jeweils für die Dauer der Messung einer Pulshöhenverteilung betrieben, so zeigt sich ein über Stunden langsames Abfallen der Pulshöhe. Wird dann später das Zählrohr mit einer permanenten, immer noch kleinen Rate (einige Hundert Pulse pro Sekunde) betrieben, fällt die Amplitude fast schlagartig ab. Dieses schnelle Absinken der Pulshöhe tritt aber auch sofort nach dem Umpolen auf und die Amplitude erreicht nach ein bis zwei Stunden einen konstanten Wert. Mit solchen Anodendrahten ist natürlich eine Untersuchung von zählratenabhängigen Effekten unmöglich.

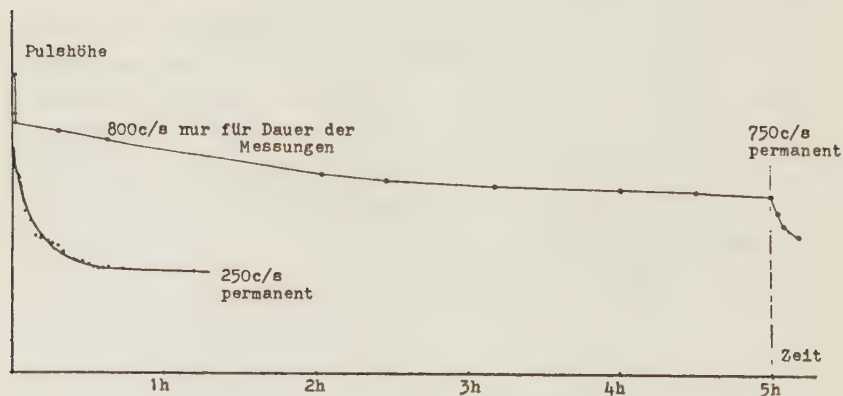


Abbildung 26: Absinken der Pulshöhe bei Verwendung eines alten Anodendrahtes als zeit- und zählratenabhängiger Effekt. Erläuterungen findet man im Text.

Für die Planung des Feinstruktorexperiments ist es wichtig, die Zahl der registrierten Ereignisse zu kennen, nach der ein Anodendraht unbrauchbar wird. Dazu wurde ein Dauertest durchgeführt, bei dem die Röntgenröhre einen konstanten Photonenfluß mit Zählraten von $.5$ bis $1 \cdot 10^6$ Pulsen pro Sekunde lieferte. Von Zeit zu

Zeit habe ich dann die Pulshöhe in Abhängigkeit von der Zählrate gemessen. Bei diesen Experimenten wurde als Gas Methan bei Atmosphärendruck und der vom Hersteller vorgesehene sogenannte Sollerschlitze mit einer Öffnung von $30 \times 20 \text{ mm}^2$ verwendet.

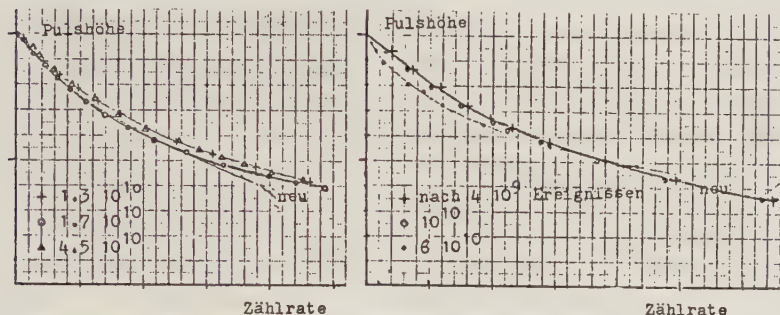


Abbildung 27: Pulshöhe als Funktion der Zählrate zweier Drähte mit ansteigender Zahl nachgewiesener Ereignisse.

Die Ergebnisse für zwei Drähte sind in Abbildung 27 dargestellt. Wegen der hohen Zählraten, wurden die Pulshöhen vom Oszillographen abgelesen. Für die Untersuchungen an den Detektoren und das Experiment zur Messung der ^{23}P -Feinstruktur bedeutet das, daß ein Auswechseln des Zählrohrdrahtes nach 10^{10} registrierten Ereignissen notwendig wird. Zu ähnlichen Resultaten kommen auch Smith und Turner (SmT82).

Ablagerungen auf dem Draht als Ursache der Zählratenabhängigkeit der Pulshöhe

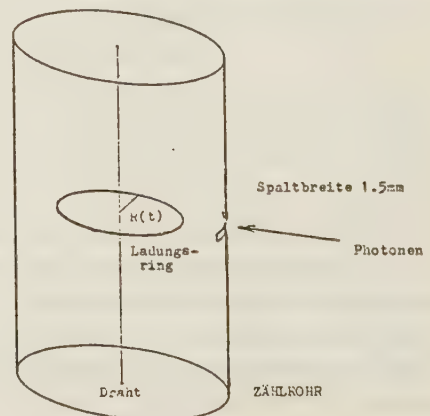
Spielberg und Tsarnas (SpT75) haben zur Erklärung dieser Abhängigkeit folgende Theorie entwickelt: Der entscheidende Vorgang ist nach ihrer Meinung, der Aufbau einer Schicht aus locker haftenden polarisierbaren Molekülen oder Molekülfragmenten aus dem Quenchgas (CH_4) auf der Anode. Das führt zu einer Herabsetzung der Feldstärke in der Nähe des Drahtes über einerseits die Vergrößerung des Anodenradius und andererseits die dielektrischen Eigenschaften der Schicht. Die Folge ist eine kleinere Elektronenlawine und eine reduzierte Pulshöhe. Ich glaube hingegen, daß ein solcher Prozeß erst nach einer gewissen Benut-

zungszeitauftritt und halte ihn deshalb im Gegensatz zu Mahesh (Mah78) für einen Alterungsprozess. Zu einem ganz ähnlichen Ergebnis gelangen auch Sipilä und Vanha-Honko (SVH78). In diesem Zusammenhang möchte ich auf Untersuchungen der Oberfläche von Zählrohrdrähten hinweisen (GrR81, SmT82), aus denen eindeutig eine veränderte Struktur nach längerer Benutzung hervorgeht. Bei der Diskussion der bisherigen und folgenden Experimente beschränke ich mich deshalb auf Hendricks' Raumladungstheorie (Hen69) und Mahesh's Rekombinationstheorie (Mah76). Bednarek (Bed80, Bed80a) postuliert im wesentlichen, daß beide Prozesse auftreten je nach dem bei welcher Gasvervielfachung gearbeitet wird.

III.4.2.4 Verzögerte Koinzidenzmessungen

Das Ziel bei diesen Messungen ist es, den Einfluß eines Ereignisses auf die Pulshöhe des nächsten absorbierten Photons zu bestimmen. Dazu wurde im elektronischen Nachweissystem (Abbildung 20) der Dualuntersetzer durch eine Koinzidenzelektronik ersetzt, die durch Setzen des Gates nur dann eine Analyse der Ladung zuläßt, wenn sie nach einer gewissen, einstellbaren Zeit nach dem letzten Ereignis eintritt. Wesentlichstes Teil dieser Schaltung ist ein nachtriggerbarer Schmitt-Trigger. Das Analysierfenster hat eine Länge von 50 bis 100 μ s und die Verzögerungszeiten können bis zu 2ms betragen. Diese Zeit muß größer als die Driftzeit t_d der Ionen vom Draht zur Kathode sein.

Abbildung 28: Verzögerte Koinzidenzmessung - eine Pulshöhenanalyse des zuletzt absorbierten Photons findet nur statt, wenn der Ladungsring des vorletzten Ereignisses sich beim Radius $R(t \pm \Delta t)$ befindet.



Im Sinne der Raumladungstheorie messe ich mit dieser Schaltung den Einfluß der ringförmigen Ladungswolke bei $R(t)$ auf die Pulshöhe des mit einer Verzögerung t folgenden absorbierten Photons. Entsprechend dieser Theorie messe ich also die Feldverteilung am Anodendraht. Das ist schematisch in Abbildung 28 dargestellt.

Für die Messungen wurde der Photonenfluß auf eine totale Zählrate von 500 bis 1000 Ereignisse pro Sekunde reduziert, um sicher zu stellen, daß nur jeweils ein alter Ladungsring im Zählrohrvolumen vorhanden ist. Der schmale Eintrittsspalt sorgt für den notwendigen "Überlapp" von Raumladung und analysiertem Puls. In der Abbildung 29 ist das Ergebnis einer Messung mit P10-Gas gezeigt. Die Kurve stellt einen Fit mit der im Anhang A6. aufgrund des Raumladungseffektes berechneten Abhängigkeit dar. Wäre die Rekombinationstheorie richtig, so müßte man zwei Bereiche, in denen der Effekt auftritt, unterscheiden: Rekombination in der Nähe des Drahtes (also in der Lawine) oder Rekombination im "Primärbereich", wo noch keine Vervielfachung stattfindet. Im ersten Fall sollte die Pulshöhe, nachdem der Ladungsring den Vervielfachungsbereich verlassen hat, den ungestörten Wert maximaler Amplitude erreichen (nach einigen μs). Dies entspricht nicht der Beobachtung. Für den zweiten Fall ist die Zählratenabhängigkeit der Pulshöhenreduzierung im Anhang A7. abgeleitet. In meinen Experimenten finde ich diese Abhängigkeit nicht.

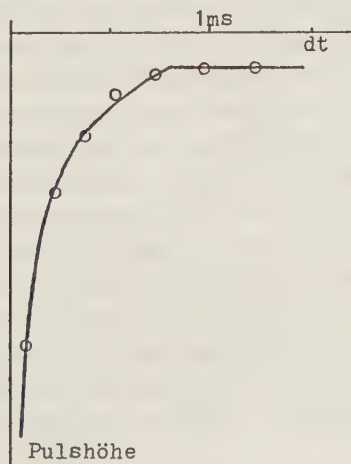


Abbildung 29: Abhängigkeit der Pulshöhe von der zeitlichen Differenz zum letzten Puls.

III.4.3 Interpretation der Messergebnisse und Erkenntnisse für das Feinstrukturexperiment

Die Ansätze zur Erklärung der Zählratenabhängigkeit der Pulshöhe in Proportionalzählrohren wurden schon bei der Darstellung der Messergebnisse erwähnt. Eine Diskussion spezieller Aspekte dieser theoretischen Ansätze findet man im Anhang. Hier beschränke ich mich deshalb auf eine mehr summarische, vergleichende Zusammenfassung dieser Theorien. Dabei scheidet der Ansatz von Spielberg und Tsarnas (Sp75) von vornherein aus, da ich Ablagerungen auf den Zählrohrdrähten und deren Zu- und Abnahme, auch in Abhängigkeit von der Zählrate, für einen Alterungsprozeß halte. Die Interpretation von Messergebnissen ist nur möglich, wenn dieser Alterungsprozess ausgeschlossen werden kann. Von störendem Einfluß sind außerdem bei langandauernden Experimenten auch Änderungen in der Zusammensetzung des Zählrohrgas, der Temperatur oder zum Beispiel des (Luft-) Druckes; das sind alles Einflüsse, die sich auf die Pulshöhe auswirken können. Diese Faktoren wurden bei den im letzten Abschnitt beschriebenen Untersuchungen nur zum Teil oder nicht stärker beachtet.

Für die Interpretation der Messergebnisse liegen zwei Theorien vor. Das ist einmal die Raumladungstheorie, für die Hendricks (Hen69) eine formelmäßige Beschreibung des Effektes angibt und zum anderen die Rekombinationstheorie, deren Verfechter Mahesh (Mah76,Mah78) ist. Bednarek zufolge (Bed80,Bed80a) treten beide Effekte auf. Ich habe beide Ansätze näher im Anhang diskutiert und fasse hier nur die wesentlichen Punkte noch einmal zusammen: die relative Höhe der Pulse als Funktion der Zählrate läßt sich bei beiden Ansätzen mit einer einparametrischen Formel beschreiben. Der Zusammenhang ist aufgrund der Diethorn'schen Gasvervielfachungsformel bei der Raumladungstheorie sehr kompliziert - bei der Rekombinationstheorie jedoch sehr einfach. Ein signifikanter Unterschied zwischen beiden Resultaten ergibt sich allerdings nur für hohe Zählraten, da beide Funktionen eine ähnliche Potenzreihenentwicklung nach der Zählrate besitzen. Der eine Parameter enthält bei der Rekombinationstheorie neben der Dichte der Ladungsträger nur noch die Rekombinationsrate. Bei der Rauml-

dungstheorie ist dieser Parameter eine komplizierte Funktion von der Dichte der positiven Ionen, des Zählrohrgases und, wie wir sehen werden, darüberhinaus der Zählrohrgeometrie. Im folgenden diskutiere ich meine experimentellen Ergebnisse an Hand dieser beiden theoretischen Ansätze ausführlicher.

III.4.3.1 Abhängigkeit der Pulshöhe von der Zählrate

Abbildung 22 zeigte die Pulshöhe bei verschiedenen Zählraten beim Nachweis von Al K α -Photonen. Die Zählrohrspannung und damit die Gasverstärkung wurde nur über einen relativ kleinen Bereich variiert. Aus vielen solchen, bei ganz verschiedenen Spannungen gemessenen Kurven läßt sich die in Abbildung 30 gezeigte Information gewinnen. Dort ist für Drahtdurchmesser von 40 und 60 μ m die Größe

$$m = \left. \frac{\partial P}{\partial R} \right|_{R=0} \bigg/ \frac{M}{V} [\alpha (1 + \ln(BV))]$$

als Funktion der Spannung aufgetragen. P ist die relative Pulshöhe und die so definierte Größe sollte bei Gültigkeit der Raumladungstheorie konstant sein (siehe Anhang - auch für die Bedeutung der anderen Abkürzungen). Die Rekombinationstheorie fordert Konstanz ohne den Faktor in eckigen Klammern. Da dieser Faktor aber nur sehr schwach von der Spannung V abhängt und aufgrund der großen Streuung der experimentellen Daten, ist eine Entscheidung für eine der beiden Theorien nicht möglich. Die große Streuung führt auch dazu, daß ich die mit den Untersuchungen gewonnenen Ergebnisse nur relativ interpretieren werde. Eine absolute Berechnung des Effektes, zum Beispiel mit der Raumladungstheorie, gelingt nur der Größenordnung nach. Dazu zeige ich in Abbildung 31 das Fitergebnis an die Daten von Abbildung 22 noch einmal in der Darstellung des linken Bildes und die für eine Spaltlänge von 15.6mm mit der Raumladungstheorie berechnete Größe m. Hier ist im Gegensatz zur letzten Abbildung (mit einer Spaltlänge von nur 1.5mm) ein Vergleich mit der berechneten Konstanten sinnvoll. Sie wurde für eine Ionenmobilität von $\mu = 2 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bestimmt. Es zeigt sich, daß der beobachtete Effekt etwa doppelt so groß ist, wie von der Raumladungstheorie vorhergesagt. Außerdem deutet sich die Feldstärkeabhängigkeit der Io-

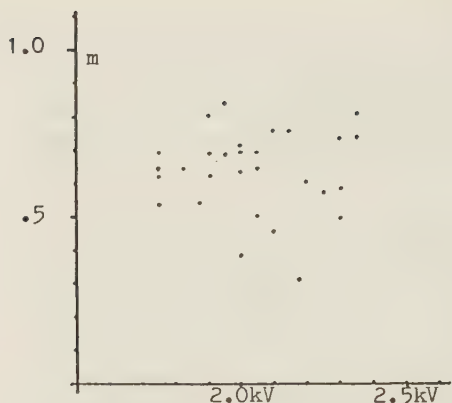


Abbildung 30: Graphische Darstellung des Ergebnisses vieler Messungen.

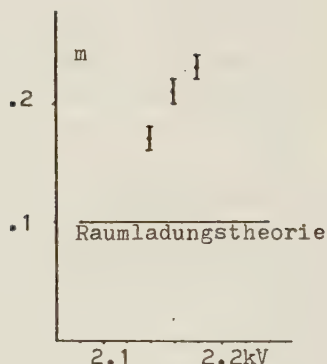


Abbildung 31: Darstellung der Ergebnisse aus Abbildung 22 und Vergleich mit der Raumladungstheorie.

nenmobilität (SVH78) an. Zusammenfassend stelle ich fest:

1. Der Verlauf der Zählratenabhängigkeit der Pulshöhe wird besser von der Raumladungstheorie beschrieben. Das kommt bei einem Kurvenfit an die Messwerte in deutlich reduzierten χ_{red} zum Ausdruck.
2. Eine absolute Bestimmung der Größe des Effektes gelingt mit dieser Theorie aber nur der Größenordnung nach.

III.4.3.2 Zählratenempfindlichkeit der Pulshöhe als Funktion von Länge und Breite des Zählrohrfensters

Das experimentelle Resultat war, daß die Pulshöhenreduzierung nicht von der Breite des Fensters abhängt. Dies läßt sich im Rahmen beider theoretischen Ansätze verstehen, wenn von einer radial-symmetrischen Verteilung der Ladung ausgegangen wird. Allerdings ist der mit diesen Messungen durchgeführte Test der Winkelabhängigkeit nicht sehr eindeutig. Wir überstreichen nämlich nur einen Bereich von 3° bis 30° , so daß es durchaus zu einer vom Ort der Entstehung des Photoelektrons abhängigen Ladungsverteilung im Zählrohr kommen kann. Beim Nachweis niederenergetischer Photonen, die zum Beispiel in einer Argon/Methan Gasmischung (P10) sofort hinter dem Eintrittsfenster absorbiert werden, könnte so die in

Abbildung 32 zeigte winkelabhängige Ladungsverteilung entstehen. Sie hätte nicht nur ebenfalls einen ähnlichen Effekt zur Folge, sondern führte auch gegenüber einer rotationssymmetrischen Ver-

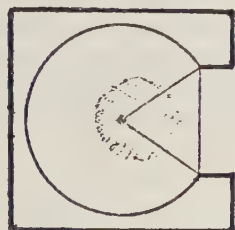


Abbildung 32: Winkelabhängige Ladungsdichte bei hohen Zählraten durch Absorption der Photonen sofort hinter dem Eintrittsfenster und geringe Diffusion.

teilung zu einer verstärkten Reduzierung der Pulshöhe. Diese Interpretation wird auch durch die Experimente von den Boggende et al. (BBG69) unterstützt. Sie beobachten bei alten Zählrohrdrähten und starker Absorption der Photonen vor dem Draht eine geringere Ablagerung von Kohlenstoff enthaltenden Bestandteilen auf der Rückseite des Drahtes.

Betrachtet man die in Abbildung 24 gezeigte schwache Längenabhängigkeit der Pulshöhenverschiebung, so scheidet wegen der geringen Diffusion der Ionen auf ihrem Weg zur Kathode (Wil50) die Rekombinationstheorie aus. Für die Raumladungstheorie habe ich die "Verschmierung" des Effektes aufgrund der endlichen Längenausdehnung der Ladungsverteilung im Zählrohr numerisch berechnet

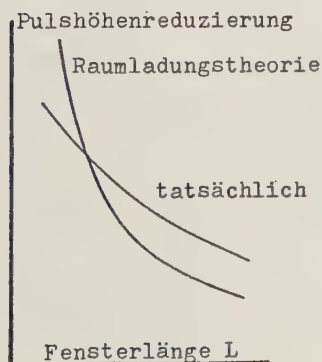


Abbildung 33: Vergleich der Raumladungstheorie mit dem tatsächlichen Effekt: Einfluß der Fensterlänge L auf die Pulshöhenreduzierung $\left. \frac{\partial P}{\partial R} \right|_{R=0}$

(siehe Anhang). Mit der so verbesserten Theorie läßt sich der gefundene Verlauf besser beschreiben. Eine Kritik an bisherigen Untersuchungen der Zählratenabhängigkeit der Pulshöhe möchte ich mittels der Abbildung 33 leisten. Dort ist die "tatsächliche" Größe des Effektes (auf die zum Beispiel aus diesen Messungen geschlossen werden kann) im Vergleich zu Hendricks Raumladungstheorie gezeigt. Es gibt eine Überschneidung, die bei einer bestimmten Spaltlänge zu einer auch absoluten Übereinstimmung mit der traditionellen Raumladungstheorie führt.

III.4.3.3 Verzögerte Koinzidenzmessungen

In diesen Experimenten bestimme ich die Pulshöhe in Abhängigkeit vom zeitlichen Abstand zum vorhergehenden registrierten Ereignis. Ich will hier noch einmal zwei Möglichkeiten für Rekombinationsverluste diskutieren. Eine Rekombination in der Lawine scheidet wegen des Verlaufs der gemessenen Abhängigkeit aus. Handelt es sich um Rekombinationsverluste in der Zahl der Primärelektronen durch die Wechselwirkung mit der entgegenkommenden positiven Ladungswolke des letzten Pulses, so erwartet man einen Effekt proportional zur Dichte dieser Ladungswolke, nämlich $1/R(t)$. Dabei nehme ich wieder an, daß der Absorptionskoeffizient hoch genug ist für eine Erzeugung der Photoelektronen sofort hinter dem Eintrittsfenster des Zählrohrs. Mit den vorhandenen Daten kann bei diesem Experiment keine Unterscheidung zwischen Rekombinations- und Raumladungstheorie getroffen werden. Dazu ist der Unterschied zwischen den numerischen Resultaten und der $1/R$ -Abhängigkeit zu gering.

Alle Beobachtungen lassen sich meines Erachtens mit einer Raumladungstheorie richtig beschreiben, wenn der Effekt der endlich ausgedehnten und nicht unbedingt radialsymmetrischen Ladungsverteilung genau betrachtet wird. Ein Hinweis auf die Richtigkeit dieser These stellt die numerische Abschätzung der Zählratenabhängigkeit der Pulshöhe von der Fensterlänge L dar. Außerdem lassen sich viele der experimentellen Beobachtungen nicht mit der Rekombinationstheorie erklären.

Im nächsten Abschnitt fasse ich die für das Nachweissystem im Feinstrukturexperiment wichtigen Erkenntnisse zusammen.

III.4.3.4 Erkenntnisse für das Feinstrukturexperiment

An das Nachweissystem stellen wir folgende Forderungen (siehe zum Beispiel Abschnitt III.3.3):

1. Nachweis weicher Röntgenstrahlung um 750eV an einer Beam-foil Apparatur bei Zählraten um 10^6 c/s.
2. Registrierung dieser hohen Raten möglichst ohne Verluste.
3. Die Eigenschaften des Nachweissystems dürfen sich während der Dauer (2-8h) einer Feinstrukturmessung nicht ändern.
4. Das System muß so zuverlässig arbeiten, daß Unterbrechungen des Experimentes nicht notwendig werden.

Diese Forderungen lassen sich mit sorgfältig aufgebauten Proportionalzählrohren erfüllen. Sie sind zum Nachweis weicher Röntgenstrahlung auch bei hohen Zählraten geeignet, wenn durch die Verwendung einer kapazitätsarm angekoppelten, hochempfindlichen Elektronik, die Verstärkung im Zählrohr selbst klein gehalten werden kann. Diese Folgerung ist direkt aus der Raumladungstheorie möglich.

Zur Verarbeitung der hohen Zählraten eignet sich natürlich nur eine schnelle Elektronik, die Totzeitverluste gering hält. Im eigentlichen Sinne des Wortes treten in Proportionalzählern keine Totzeiten auf: Der geringe zeitliche Abstand zweier Ereignisse äußert sich nur in verkleinerten Pulsen. Verluste durch diese Pulshöhenreduzierung können aber durch die Wahl gewisser Parameter (siehe den folgenden Abschnitt III.4.4) minimiert werden.

Die Stabilität des Nachweissystems hängt in erster Linie von dem Betrieb des Zählrohr selbst ab. Gleichbleibende Versorgung mit Gas ist genauso wichtig wie konstanter Gasdruck und stabile Hochspannung. Auf diese Faktoren muß besondere Rücksicht genommen werden.

Die Zuverlässigkeit des Zählrohrs wird bestimmt durch Veränderungen des Anodendrahtes. Wir verwenden einen großen Drahtdurchmesser, um den Einfluß von Ablagerungen zu reduzieren. Abgesehen von Vakuump Problemen in der Messkammer aufgrund der dünnen Zählrohrfenster, sind unbrauchbare Anodendrähte eine weitere Ursache von Unterbrechungen des Experiments. Aus den durchgeführten Voruntersuchungen ließ sich ein ungestörter Betrieb des Nachweissystems von etwa zwei Tagen vorhersagen.

III.4.4 Aufbau der Detektionskanäle im Feinstrukturexperiment

Für das Experiment zur Messung der Feinstruktur in Helium-ähnlichem Fluor sind 4 Proportionalzählrohre als Signal- und Normierungsdetektoren vorgesehen. Einer dieser Kanäle ist in Abbildung 34 dargestellt. Der Aufbau ist auf zwei Räume verteilt. Weiche Röntgenstrahlen gelangen über ein Blendensystem in das Zählrohr. Ein aluminiumbeschichtetes $1\mu\text{m}$ - Polypropylen Fenster ermöglicht in der Messkammer ein Vakuum von etwa 10^{-5}mbar während das Zählrohr auf einem Druck von etwa 300mbar gehalten wird. Die Regelung des Zählrohrdruckes geschieht elektronisch durch eine Druckmessung mit einem piezoelektrischen Messkopf und entsprechende Regelung des CH_4 - Gasflusses. Im Experiment werden die vier Detektoren nacheinander vom Zählgas durchströmt und eine Vorpumpe sorgt über ein festeingestelltes Reduzierventil für die nötige Durchflußmenge von etwa 10 l/min . Dieser Aufbau hat sich im Experiment nicht bewährt. Es trat ein Druckgefälle in den Zählern auf, so daß die Zählrohrspannung für gleiche Pulshöhe im letzten Detektor um typisch 100V höher gewählt werden mußte. Außerdem traten von Zeit zu Zeit Druckschwankungen auf, deren Folge eine Veränderung des Gasvervielfachungsfaktors in allen vier Zählrohren war. Eine festeingestellte Nachweisschwelle bewirkt dann, daß die Zählrate stärker vom Gasdruck als vom Ionenstrahlstrom abhängt (siehe Abbildung 43). Die im Zählrohr entstehenden Pulse gelangen über einen kapazitätsarm direkt am Detektor angebrachten Vorverstärker noch im Experimentierraum zum Verstärker und Diskriminator. Die Schwelle dieses Diskriminators wird vor der Messung auf einige Hundert bis Tausend Pulse pro Sekunde (ohne Ionenstrahl) eingestellt. Zur Registrierung gelangt das diskriminierte Signal über ein langes Kabel in den strahlengeschützten Kontrollraum. Dort ist auch eine Beobachtung des verstärkten Signals möglich. Zusammen mit einer vom Kontrollraum aus einstellbaren Hochspannungsversorgung der Zählrohre, ist so über die Variation der Gasverstärkung eine Manipulation des Signals möglich. Während die Diskriminatorschwelle bei etwa $50\text{--}100\text{mV}$ liegt, wird das Signal damit auf eine Höhe von $200\text{--}300\text{mV}$ eingestellt.

Die Registrierung des diskriminierten Signals geschieht über einen weiteren Diskriminator, dessen Eingang nach jedem Puls für etwa 50ns geschlossen wird. Am Ausgang liegen dann schnelle negative Signale vor, deren zeitlicher Abstand mindestens 50ns beträgt. Zwei CAMAC-Zähler sind notwendig, um die Signale in 1ms Intervallen (Laserpuls korreliert) zu registrieren. Einen Unterschied (offset) bezüglich der Zählraten mit und ohne Laser hat es beim letzten Aufbau dieses Experiments (Arm80) gegeben. Das lag an dem unterschiedlichen zeitlichen Auflösungsvermögen dieser CAMAC-Zähler.

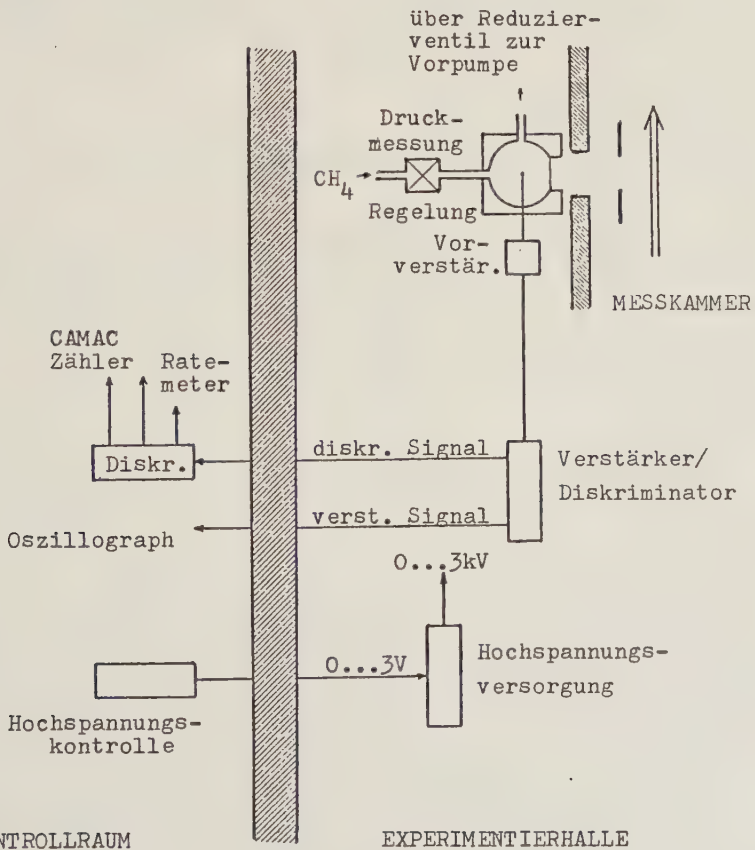


Abbildung 34: Schematische Darstellung eines Detektionskanals

Im folgenden will ich die Wahl gewisser anderer Details diskutieren. Betrachtet man die bei verschiedenen Spannungen und Drücken gemessenen Pulshöhen beim Nachweis von Al K α -Photonen in reinem Methan und in P10 in Abbildung 35, so fällt die größere Steilheit der Kurven für die P10-Gasmischung auf. Entsprechend der Raumladungstheorie ist ein zählratenabhängiges Absinken ΔV der effektiven Spannung für den Pulshöhenverlust verantwortlich. Die Reduzierung der Pulshöhe ist kleiner bei Verwendung von Methan. Wir benutzen einen Anodendrahradius von .03mm, um die Spannung weiter erhöhen zu können (Driftzeit der positiven Ionen und damit die Dichte der Raumladung nimmt ab).

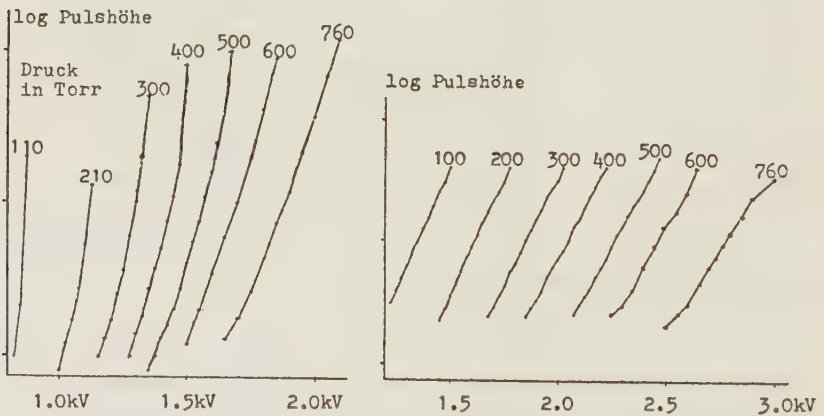


Abbildung 35: Pulshöhe als Funktion von Druck und Spannung: Linke Messung mit P10 und rechte Messung mit Methan.

Die Wahl des Gasdruckes hat ihre Ursache in der Optimierung der Nachweiswahrscheinlichkeit für 730eV-Photonen (sogenannte Druckabstimmung, siehe HeT75). Abbildung 36 zeigt die berechnete totale Empfindlichkeit des verwendeten Zählrohrs für verschiedene handelsübliche Fensterfolien bei einem Zählrohrgasdruck von 250 Torr. Die totale Empfindlichkeit ist das Produkt aus der Transmission des Fensters und dem druckabhängigen Absorptionsvermögen des Gases über einen Zählrohrdurchmesser. Eine Berechnung dieser Abhängigkeiten ist möglich mit den von Henke et al. gemessenen Absorptionskoeffizienten (HeE74, HeS76).

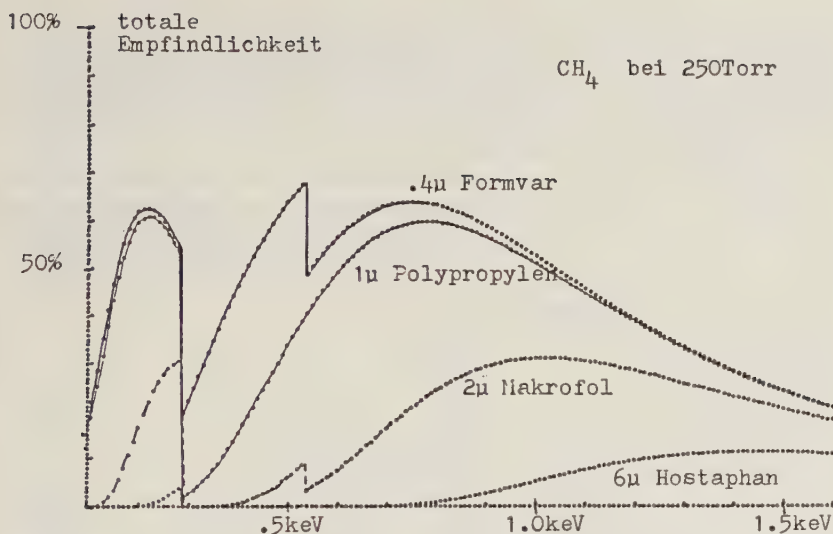


Abbildung 36: Totale Empfindlichkeit des Zählrohrs

Material des Fensters	Empfindlichkeit bei 730eV	Summenformel
6µm Hostaphan (Mylar)	.4%	$n [C_{10}H_8O_4]$
2µm Makrofol (Kimfol)	18.6%	$n [C_{16}H_{14}O_3]$
1µm Polypropylen	58.9%	$n [CH_2]$
.4µm Formvar	64.0%	$n [C_5H_8O_2]$

Die einfache Schwellwertdiskriminierung ist wie Spektren vom Strahl zeigen für unsere Zwecke ausreichend, obwohl die Energieauflösung des Proportionalzählrohrs nicht ausreicht, um gegen höhere angeregte n-Zustände diskriminieren zu können. Gemeint sind damit Zerfälle des Typs $1s-np$. In Abbildung 37 ist ein Spektrum der Pulshöhenverteilung des Signals vom Ionenstrahl gezeigt. Gegenüber den normalen Betriebsbedingungen war bei dieser Messung die Zählrohrspannung um 50V erhöht, um das Maximum bei niedriger Energie aufzulösen. Dieses Maximum liegt sonst unter der Diskriminatorschwelle. Entsprechend einer Nachbevölkerung der

Resonanzzustände durch Kaskaden, stammen diese niederenergetischen Photonen von $n'=2-n=3$ - Übergängen. Für eine genauere Untersuchung war die verwendete Elektronik nicht geeignet. Sie ist auf die verlustarme Verarbeitung hoher Zählraten ausgelegt.

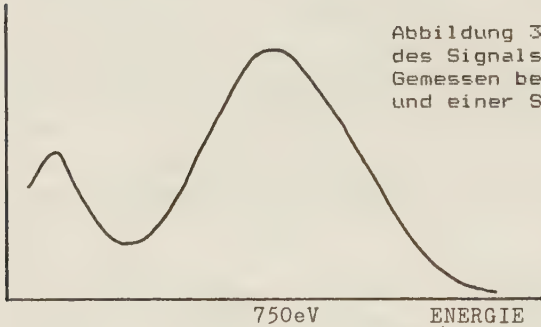


Abbildung 37: Pulshöhenverteilung des Signals 12cm hinter der Folie. Gemessen bei 360mbar CH_4 -Gasdruck und einer Spannung von 1.825kV.

In Abbildung 38 zeige ich zwei für verschiedene Zählraten gemessene Pulshöhenverteilungen des Signals bei normalen Betriebsbedingungen. Bei hohen Zählraten treten bei diesen Verschiebungen der Pulshöhe nur kleine Verluste auf. Unser experimenteller Auf-

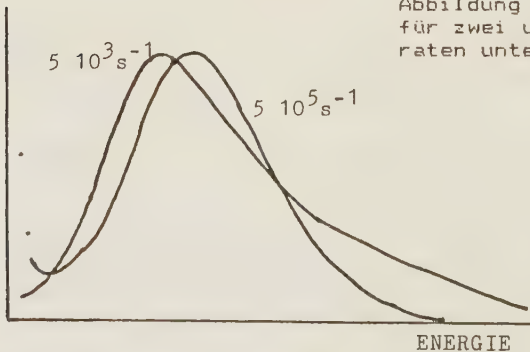


Abbildung 38: Pulshöhenverteilung für zwei unterschiedliche Zählraten unter normalen Bedingungen.

bau erlaubt eine einfache Untersuchung dieser zählratenabhängigen Verluste. Der im Faradayeup aufgefangene Ionenstrom (siehe Abbildung 3) wird digitalisiert und während der Messungen vom Computer ebenfalls aufgezeichnet. Aufgrund der durch den Beschleuniger verursachten Strahlstromschwankungen (wir beobachten eine bis zu 50%-tige Modulation mit einer Periode von etwa

.5h), treten im Verlauf einer mehrstündigen Messung ganz unterschiedliche Ströme und damit Zählraten auf. Bei einer Messzeit von wenigen Minuten pro Punkt ist eine Prüfung des (linearen) Zusammenhangs zwischen Ionenstrahlstrom und Zählrate möglich. In Abbildung 39 ist dieser Zusammenhang für den oberen Signal- und den unteren Normierungsdetektor während der Messung D4 gezeigt. Es treten bei dieser Messung keine Verluste bei hohen Strömen (Zählraten) auf.

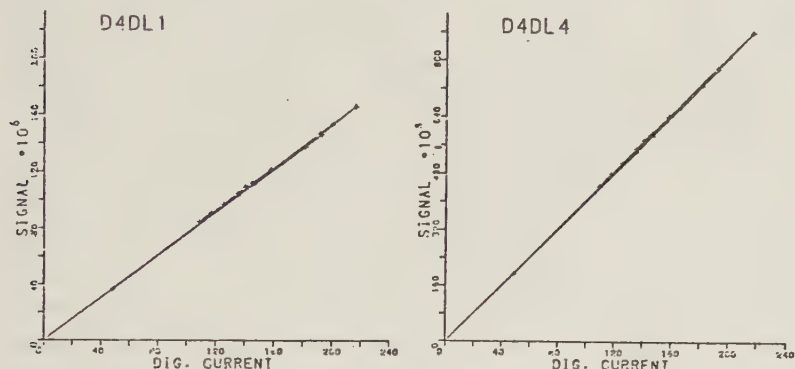


Abbildung 39: Zeithorizont gemessenes Signal als Funktion des digitalisierten Strahlstroms: L1 = oberer Signal- und L4 = unterer Normierungsdetektor.

III.4.5 Beschreibung der Experimentierkammer

Die Dimensionen der Experimentierkammer werden durch die Wahl des Wechselwirkungswinkels von 5° und den Wunsch nach größtmöglicher Zählrate bestimmt. Als Kammer verwenden wir ein $100 \times 20 \times 10 \text{ cm}^3$ großes, aus 12mm starken Aluminiumplatten zusammengeschweißtes Gehäuse. Das erlaubt, die Detektoren auf 5cm an den Ionenstrahl heranzuführen und 50cm hinter der Überschneidung von Ionen- und Laserstrahl zur Strahlführung NW32 Rohre und entsprechende Flanschverbindungen zu benutzen. Nach dem Schweißen der Kammer wurden mehrere Löcher für verschiedene An- und Einbauten geschnitten und mit Flanschen versehen. Diese Flansche werden vielfach auch durch in den Schweißnähten liegende Gewinde gehalten, was ein wesentlicher Grund für anfängliche Vakuumprobleme war. Sämtliche Nähte

sind deshalb innerhalb der Kammer mit einem Überzug aus Zwei-Komponenten-Kleber (UHU-Plus) versehen. Erst diese Maßnahme erlaubt, gepumpt durch eine Öldiffusionspumpe und Kühlfallen, ein Vakuum von einigen 10^{-6} mbar (ohne Zählrohre).

Abbildung 40 zeigt einen horizontalen Schnitt in der Ebene von Laser- und Ionenstrahl durch die Messkammer. Wenn nicht anders dargestellt, sind die Öffnungen mit zum Teil polierten Plexiglas-scheiben verschlossen. Das erlaubt die visuelle Überprüfung zum Beispiel der Folie und anderer Komponenten. Es gibt zwei Montage-öffnungen, durch die soweit es die geringe Höhe erlaubt, inner-halb der Kammer gearbeitet werden kann. An den Deckeln dieser Öffnungen sind Blenden für den Ionenstrahl und die Definition der Detektionsausschnitte befestigt. Die Position des Laser-strahls kann mit Hilfe eines dünnen Drahtes (Durchmesser $25\mu\text{m}$) ermittelt werden. Dazu wird einerseits das Glühen (teilweise Verglühen) des Drahtes durch das Teleskop beobachtet und anderer-seits die beim gleichmäßigen Durchfahren des Laserstrahls gemessene Widerstandsänderung des Drahtes auf einem y,t-Schreiber festgehalten. Die Position des Ionenstrahls ist durch Blenden de-finiert. Laserstrahlblenden zu diesem Zweck haben sich nicht be-währt. Mit dem Draht läßt sich aber nicht nur die Position des Laserstrahls feststellen, sondern auch die Struktur des modes

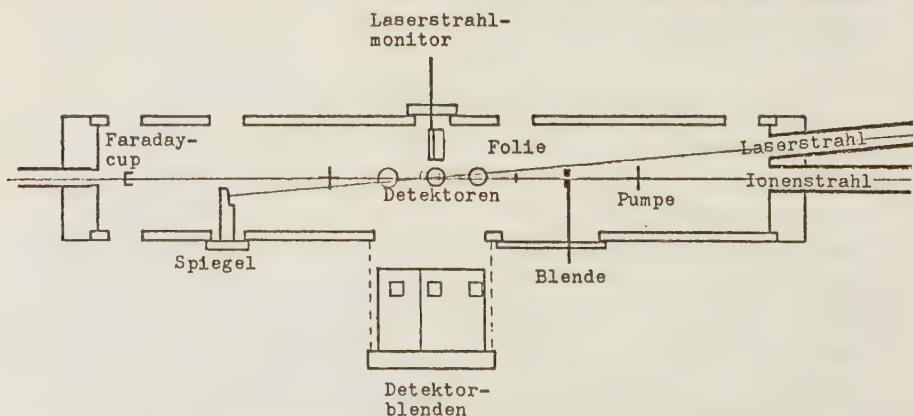


Abbildung 40: Horizontaler Schnitt durch die Experimentierkammer. Der Laserstrahlmonitor besteht aus einem dünnen Draht und kann bei Bedarf in den Strahlengang gebracht werden. Der Spiegel ist von außen auch unter Vakuum justierbar. Die Position der Pumpöffnungen ist durch Kreuze gekennzeichnet.

überprüfen. Eine gute Struktur des modes ist für die Größe des Signals unter unseren Bedingungen wichtiger als eine hohe Laserleistung.

Abbildung 41 zeigt einen seitlichen Querschnitt des mittleren Teils der Messkammer. Dieser Zeichnung sind alle, für das Experiment wichtigen Maße zu entnehmen. Die 12cm vor der Wechselwirkungszone mit dem Laser montierte Kohlenstoff-Folie wird, soweit es der davon nur 10mm entfernte Laserstrahl erlaubt, von einem Kühlfinger umhüllt. Dieser Kühlfinger ist an einem großen, 12mm starken Aluminiumblech befestigt, welches mit flüssiger Luft gekühlt wird. Wir haben uns dabei von den Erfahrungen anderer Experimentatoren leiten lassen, die nur durch diese Maßnahme eine Folienverdickung im Verlauf der Bestrahlung vermeiden konnten (DLB76). Auch bei unseren Resonanzmessungen können wir kein signifikantes Anwachsen des Energieverlustes (durch Folienverdickung) mit Kühlung feststellen. Die Folien selbst sind auf einer kleinen ($5 \times 20 \text{ mm}^2$) Platte über vier übereinanderliegenden Löchern von 3mm Durchmesser angebracht. Eine Öffnung blieb meist frei, um Energiemessungen auch ohne Energieverlust durchzuführen. Gewechselt werden die Folien durch senkrechtes Verschieben des Halters von außen. Dieser Flansch trägt auch die andere Hälfte der Ionenstrahlblende. Eine genaue, durch das Teleskop kontrollierte Justage dieses Flansches erfolgt vor der Evakuierung.

Nach der Folienwechselwirkung gelangen die Ionen in das durch Blenden definierte Detektionsvolumen des oberen Normierungsdetektors. Dahinter beginnt dann der Überlapp des Ionenstrahls mit dem Laser. Das Signal stammt von einem Strahlsegment, das im Vergleich zur Wechselwirkungszone um etwa 5mm (entspricht .5ns) nach hinten versetzt ist. Noch weiter hinten, wo kein Überlapp zwischen Laser- und Ionenstrahl mehr existiert, ist der untere Normierungsdetektor montiert. Dessen Detektionsvolumen (Länge des Strahlsegments) ist größer gewählt, um die Zählraten einander anzugleichen. Die Zählrohröffnung begrenzt den Raumwinkel und die erreichte Einfallswahrscheinlichkeit beträgt etwas mehr als 1%. Bei der in Abbildung 41 gezeigten Anordnung der Zählrohre führt das zu Zählraten von typisch 10^6 counts pro μA im Faradaycup gemessenen Strahlstrom.

Detektoren L1, L3

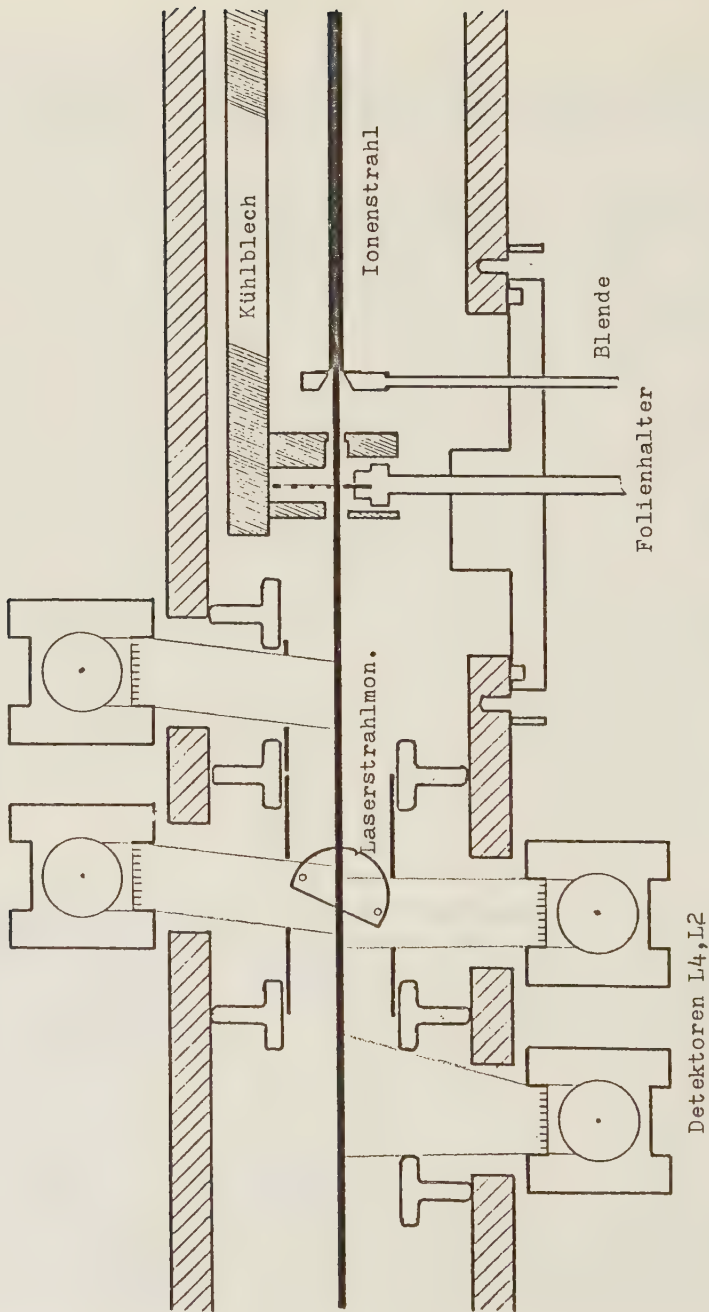


Abbildung 41: Querschnitt durch die Messkammer

III.6 Erste experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt stelle ich einige experimentelle Resultate dar, ohne auf die Bestimmung der Resonanzenergie Wert zu legen. Hier sollen allgemeinere, auch von der Laserresonanz unabhängige Ergebnisse wiedergegeben werden. In Abbildung 42 ist die Abhängigkeit der Zählrate von der Foliendicke gezeigt. Die Messung wurde bei etwa 16MeV durchgeführt und auf dem Folienhalter waren Folien von nominell 3,5,10 und 15 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Massenbelegung montiert. Abweichend vom normalen Aufbau war der untere Normierungsdetektor (L4) 20cm nach hinten, strahlabwärts verschoben. Die Positionen aller Detektoren ist im mittleren Teil der Abbildung 42 skizziert. Im allgemeinen sind L1 und L2 oberer und unterer Signaldetektor und L3 und L4 oberer und unterer Normierungsdetektor. Je zwei Zählrohre waren mit 1 μm Polypropylen und mit 2 μm Makrofol Fenstern versehen. Das Verhältnis der beiden Zählraten der Signaldetektoren erlaubt einen Vergleich mit der in Abbildung 36 ge-

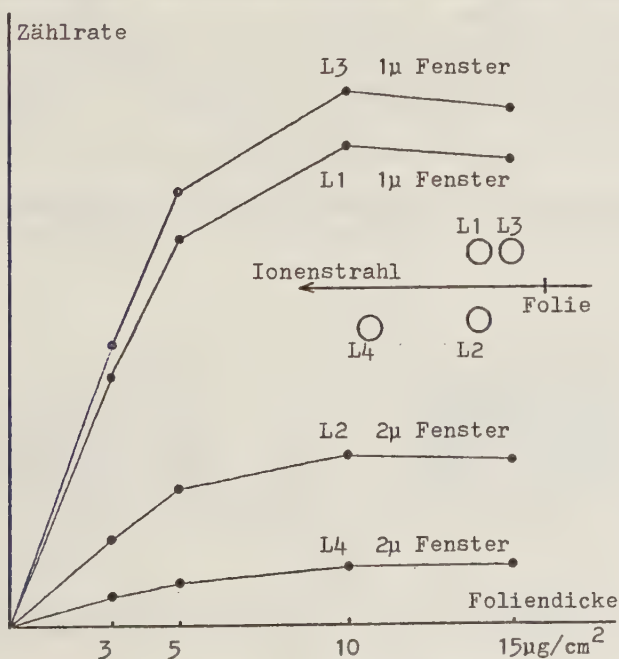


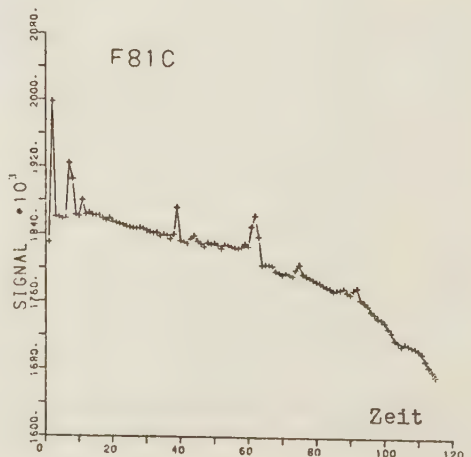
Abbildung 42: Zählraten als Funktion der Dicke der Kohlenstoff-Folie - Erläuterungen findet man im Text.

zeigten berechneten totalen Empfindlichkeit der Zählrohre. Bei gleichen Fensterfolien ist die Zählrate gleich groß, hier stellen wir jedoch einen durch die geringe Transmission für weiche Röntgenstrahlen verursachten Verlust fest. Übereinstimmend mit der Rechnung findet man ein Verhältnis von etwa 1:3. Auffallend ist daneben die hohe Zählrate fast 40cm hinter der Folienanregung.

Wichtiger als dieser Vergleich der Zählraten bei einer bestimmten Foliendicke ist jedoch für die spätere Auswertung das Verhalten bei dünnen Folien. Wir verwenden in unserem Experiment fast ausschließlich $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Folien. Das stellt einen Kompromiß zwischen dem Wunsch nach möglichst geringem Energieverlust (mit entsprechend kleiner Energieaufspreizung) und ausreichender Lebensdauer und Zählrate dar. Folien mit einer Massenbelegung von nur $3\mu\text{g}/\text{cm}^2$ hatten bei Beschuß nur eine Lebenserwartung von einigen Minuten, während mit einem Satz (3 Stück) $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Folien durchaus ununterbrochen mehrere Tage gearbeitet werden konnte. Abgesehen von diesen mehr technischen Problemen ist für die Feinstrukturmessungen natürlich Helium-ähnliches Fluor notwendig. Beim Beschuß dünner Folien mit nur drei- oder vierfach geladenem Fluor wird die Ausbeute an F^{7+} nur gering sein. Aber auch mit den $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Folien erreichen wir noch nicht ganz das Ladungsgleichgewicht.

Ein weiteres vom Laser unabhängiges Ergebnis unserer Experimente zeigt Abbildung 43. Dort ist der Quotient aus der Zählrate von

Abbildung 43: Zeitabhängige Darstellung des Quotienten aus der Zählrate von L1 und dem digitalisierten Strahlstrom - durch Druckerhöhung im Zählrohr verursachte Verluste.



L1 und dem digitalisierten Strahlstrom zeitabhängig dargestellt. Bei der Planung des Experiments wurde an verschiedene Normierungsweisen gedacht. Abgesehen davon, daß eine Normierung nicht notwendig ist, erweist sich die Drift des Druckes im Zählrohr als zu stark, um eine Strahlstromnormierung durchzuführen.

Abbildung 44 zeigt das Resultat der Messung C6. C diente der Kennzeichnung von Messungen während der dritten von insgesamt acht Messperioden (A...H). Bei C6 wurde mit der P44 CO₂-Laser-

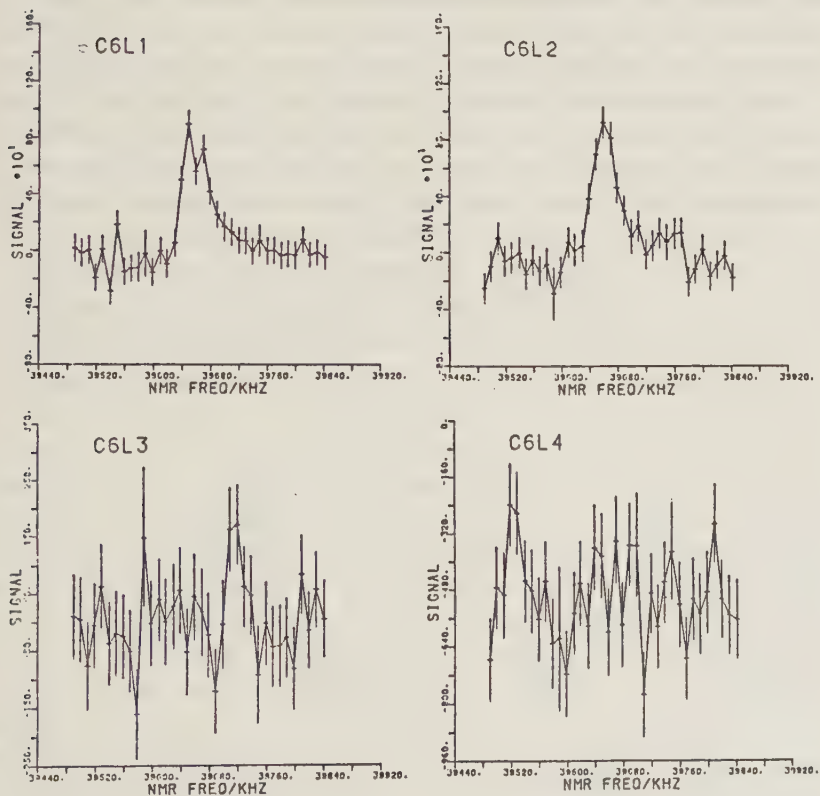


Abbildung 44: Ergebnisse der Messung C6 - Erläuterungen im Text.

linie der $2^3P_1 (F'=3/2) - 2^3P_2 (F=5/2)$ Übergang angeregt. Dargestellt ist das Signal:

$$\frac{I(\text{an}) - I(\text{aus})}{I(\text{an}) + I(\text{aus})} \cdot 10^6$$

in Abhängigkeit von der Energie (ausgedrückt als NMR-Frequenz, die proportional zur Feldstärke im Analysiermagneten ist). Die im oberen Teil des Bildes gezeigten Resonanzen, die nur in den Signaldetektoren L1 und L2 nachweisbar sind, treten bei einer Strahlenergie von etwa 16.9 MeV auf. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ist bei diesem Übergang etwa $2 \cdot 10^{-3}$ und stimmt recht gut mit der in Abschnitt III.3 (pessimistisch) abgeschätzten Größe überein. Im Normierungsdetektor tritt hinter der Anregungszone ein von der Energie unabhängiges Signal (offset) auf. Es handelt sich um einen mit dem Laser korrelierten Effekt, denn vor der Wechselwirkungszone finden wir immer ein ähnliches, mit Null verträgliches Resultat im Detektor L3 wie bei dieser Messung. Der "offset" ist Thema des nächsten Kapitels. Ich zeige deshalb in Abbildung 45 nur das Resultat der Signaldetektoren unserer letzten Messung (H13). Wir hatten zu diesem Zeitpunkt große Schwierigkeiten, überhaupt zwei Zählrohre mit 1µm Polypropylenfenstern zu betreiben. Mehrere Ersatzlieferungen zeigten eine bis dahin nicht aufgetretene hohe Leckrate: Die

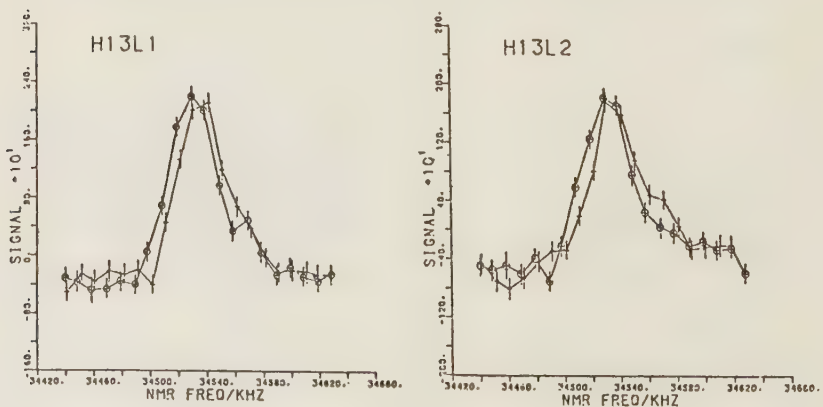


Abbildung 45: Messung des stärksten Übergangs bei 22.7 MeV.

Diffusion' des Zählrohrgases durch die Fenster in die Messkammer machte durch den resultierenden hohen Kammerdruck eine normale Durchführung des Experimentes unmöglich. - H13 ist eine Messung des gleichen Übergangs wie in C6 aber hier mit der P50 Linie angeregt. Wir messen die Resonanz bei einer Energie von etwa 22.7 MeV. Das mehr als doppelt so große Signal (auf einem negativen offset) hat seine Ursache nicht in der höheren Energie, sondern in einer günstigeren Konfiguration des Laserresonators: Der Spiegel in der Kammer mit einem Krümmungsradius von 2m wurde durch einen mit 1.27m ersetzt. Obwohl beide Spiegel zu einer eigentlich instabilen Konfiguration führen (Yar75), vermuten wir im 2. Fall eine verbesserte Strahlfokussierung mit erhöhter Leistungsdichte. In Abbildung 45 stammen die beiden etwas verschobenen Resonanzkurven von einer Durchstimmung der Energie mit steigendem und fallendem Feld im Analysiermagneten. Auf diese Hysterese komme ich bei der genauen Bestimmung der Resonanzenergie zurück. Was sich schon in den letzten Abbildungen andeutet finden wir bei fast allen gemessenen Resonanzkurven: Eine Asymmetrie auf der Seite höherer Energie. Mögliche Ursachen dafür hatte ich in Abschnitt III.3.5 diskutiert.

Ich möchte diesen Abschnitt mit der in Abbildung 46 gezeigten Leistungsabhängigkeit der Effekte schließen. Als Maß für die Leistung innerhalb des Resonators, die wir nicht genau kennen, benutzen wir die vom Gitter in 0.Ordnung abgegebene Intensität (siehe Abbildung 3). Eine Variation geschieht durch Änderung des Entladungsstromes des CO_2 -Lasers. Oben ist die Größe des Signals in den Detektoren L1 und L2 dargestellt. Es handelt sich um den gleichen Aufbau des Lasers wie bei Messung C6, so daß hier das Signal nur eine Höhe von $1.4 \cdot 10^{-3}$ erreicht und für noch größere Leistungen sogar wieder absinkt. Die Ursache für dieses Verhalten liegt an einer auch mit dem "Draht-" Lasermonitor nachweisbaren Verbreiterung des Strahlprofils. Während der obere Normierungsdetektor (L3) das erwartete Resultat zeigt, ist im unteren (L4) die Sättigung des "offset-" Effektes deutlich erkennbar.

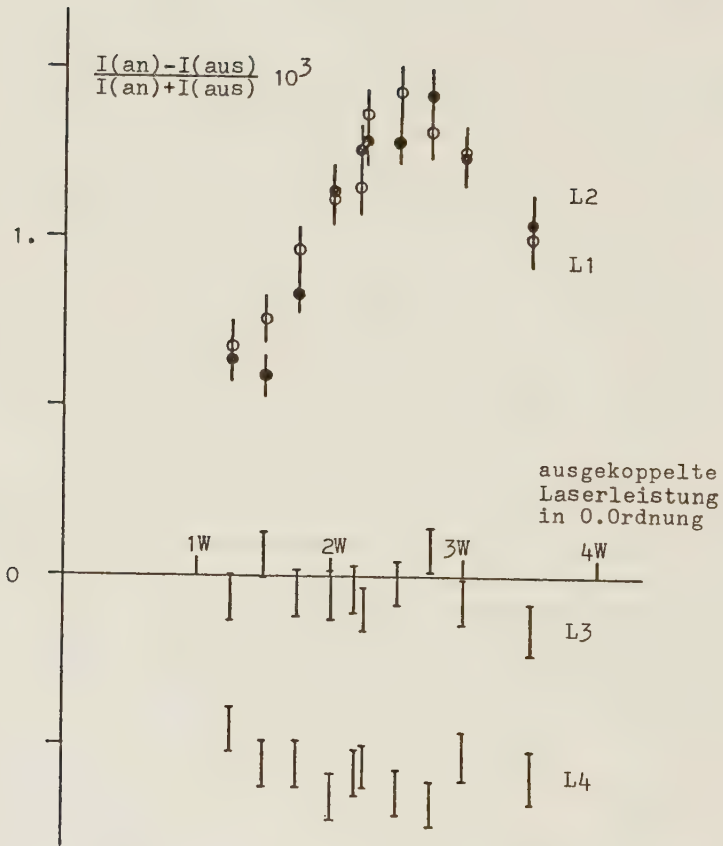


Abbildung 46: Signalstärke in Abhängigkeit von der Laserleistung.

IV. Auswertung der Experimente

Dieses Kapitel über die Auswertung der Experimente ist zweigeteilt. Im ersten Teil beschreibe ich die Ergebnisse von Untersuchungen des "nicht resonanten" Signals. Dieser Untergrund ist nicht das Resultat eines elektronischen Effektes, sondern eine Folge der Laserwechselwirkung! Der vom Laser induzierte Untergrund unserer Resonanzkurven wurde deshalb zur Aufklärung seiner Ursachen auch mit anderen Methoden weiter untersucht, so daß der erste Teil des vierten Kapitels auch noch die Beschreibung einiger weiterer Experimente enthält. Bei der Deutung dieser Experimente sind wir aber ähnlich wie bei der Erklärung des Untergrundes auf viele Vermutungen angewiesen.

Die in Abschnitt IV.2 beschriebene Auswertung der Feinstrukturmessungen wird durch den "offset" nicht erschwert. Eine für die Resonanzfrequenzbestimmung ganz wichtige Größe, nämlich die Energie der Ionen, kann in unserem Experiment mit Hilfe der Anregung einer Kernresonanz bestimmt werden. Die genaue Analyse dieser Kernresonanzen beschreibe ich ausführlich als erstes im zweiten Teil dieses Kapitels. Eine Bestimmung der Feinstrukturaufspaltung ist nun mit einer Genauigkeit von etwa $2 \cdot 10^{-5}$ möglich. Ich kann deshalb das vierte Kapitel mit einem Vergleich von sehr präzisen, experimentell und theoretisch bestimmten Aufspaltungsenergien abschließen.

IV.1 Untersuchung des Untergrundes

Die gemessenen Laserresonanzkurven zeigen im allgemeinen einen Unterschied in der Zählrate mit und ohne Laser. Da dieser Effekt auch auftritt, wenn die Anregung im Sinne der drei Feinstrukturübergänge nicht resonant erfolgt, werde ich ihn im folgenden der Einfachheit halber auch offset nennen. Bereits die ersten Beobachtungen deuten auf den Zusammenhang zwischen Laserwechselwirkung und diesem offset hin: Der Normierungsdetektor zwischen Folien- und Laseranregung (ansonsten identisch zu den anderen Detektionskanälen aufgebaut) zeigte diesen Effekt nicht. Während die Größe des offsets in den beiden Signaldetektoren typisch einige 10^{-4} betrug, erreichte sie im Normierungsdetektor hinter der Laseranregung bis zu 10^{-3} . Wei-

tere im Verlauf der vielen Feinstrukturresonanzmessungen gesammelten Informationen will ich im ersten Abschnitt wiedergeben, und dann im folgenden auf mögliche Ursachen eingehen. Um einige der dabei aufgestellten Hypothesen näher zu überprüfen, haben wir zusätzliche Untersuchungen und Experimente durchgeführt, deren Beschreibungen und Ergebnisse im letzten Teil dieses Abschnitts zu finden sind.

IV.1.1.1 Aus den Feinstrukturmessungen vorliegende Informationen

Abhängigkeit des offsets von der Position des Detektors

Wie schon in der Einleitung erwähnt, ist die Größe des offsets abhängig von der Position des Detektors. Eine Zusammenfassung der experimentellen Daten in dieser Hinsicht soll hier erfolgen. Es lassen sich drei Messphasen unterscheiden: Während der B-Strahlzeit war zum sicheren Auffinden der Resonanz das vom unteren Signaldetektor beobachtete Strahlsegment (Länge 2-3cm) um 1cm weiter strahlabwärts, im Vergleich zum oberen Detektor verschoben. Für alle folgenden Messungen hatten wir die Detektionsfenster auf das gleiche Strahlsegment ausgerichtet. Die beiden Normierungsdetektoren waren im allgemeinen der Abbil-

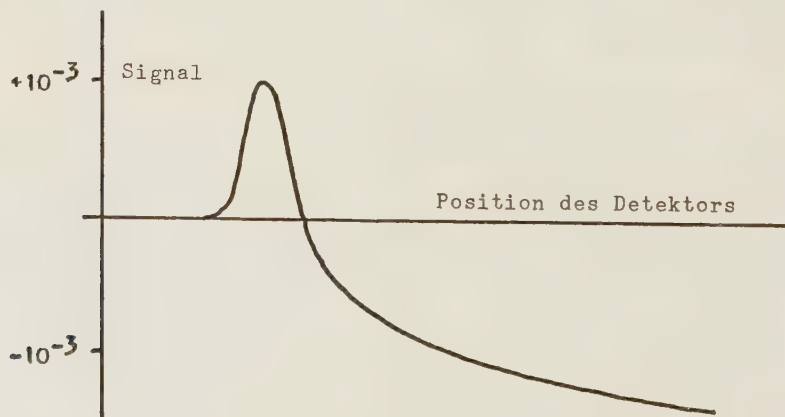


Abbildung 47: Qualitativer Verlauf des offsets in Abhängigkeit von der Position des Detektors. Die Wechselwirkungszone der Ionen mit dem Laser befindet sich etwa beim positiven Teil der Kurve.

dung 41 entsprechend angeordnet. Diese Abbildung zeigt die Position aller Detektoren während der C bis G Messungen. Die dritte Phase stellte die Messreihe H dar. Hier war der ursprüngliche obere Normierungsdetektor (L3) etwa 25cm hinter die Laseranregungszone verschoben. Aus allen mit diesen unterschiedlichen Anordnungen gewonnenen Daten darf auf den in Abbildung 47 gezeigten qualitativen Verlauf des Effektes in Abhängigkeit von der Position des Detektors geschlossen werden. Die Größe des offsets kann hinter der Anregungszone $1.5 \cdot 10^{-3}$ erreichen.

IV.1.1.2 Abhängigkeit des offsets von der Energie der Ionen

Mit der P40 Laserlinie haben wir die Größe des offset Effektes auch energieabhängig gemessen. Das Resultat ist in Abbildung 48 gezeigt. Bemerkenswert ist das 7MeV Ergebnis, das nicht im Zusammenhang mit den anderen Messpunkten aufgenommen wurde. Hier war ein deutliches Ansteigen des offsets von 2 auf $9 \cdot 10^{-4}$ zu beobachten. - Insgesamt stellen wir ein Absinken des Effektes von 10^{-3} auf einige 10^{-4} für steigende Energie fest. Die dargestellten Daten des unteren Normierungsdetektors stammen aus einer B Messung.

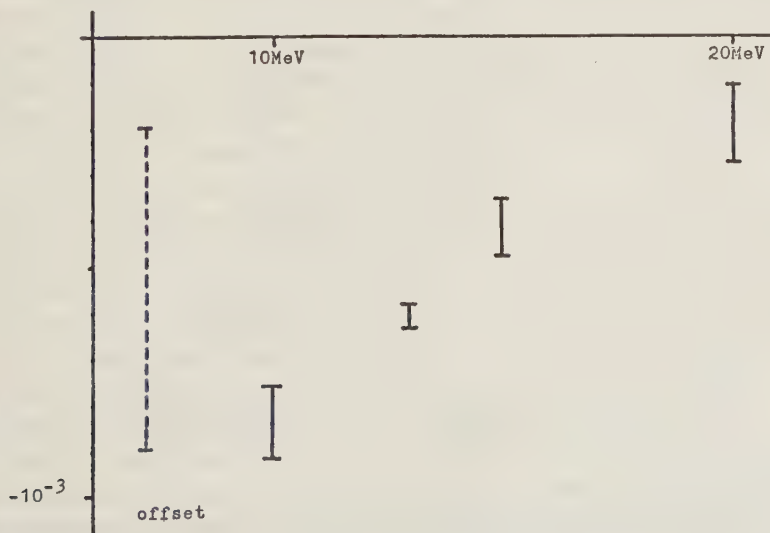


Abbildung 48: Energieabhängigkeit des offsets im Detektor L4.

IV.1.1.3 Abhängigkeit des offsets von Laserleistung und Linie

Simultan zur bereits in Abbildung 46 präsentierten Messung der Signalstärke in Abhängigkeit von der Laserleistung wurde auch der offset im hinteren Normierungsdetektor (L4) bestimmt. Während das Absinken der Größe des Signals bei höheren Leistungen durch mode-Änderungen verursacht werden, ist die Konstanz des offsets nur als Sättigungseffekt zu interpretieren.

Aus den mit verschiedenen Laserlinien und bei den unterschiedlichsten Energien durchgeführten Messungen läßt sich die in der Abbildung 49 gezeigte Abhängigkeit des offsets von der tatsächlichen, dopplerverschobenen Frequenz gewinnen. Da nicht bekannt ist, ob die mit- oder gegenläufige Welle des Laserslichts im Resonator den Effekt verursacht, tritt jeder Wert doppelt auf - bei unterschiedlichen Energien. Bemerkenswert ist die bei den C

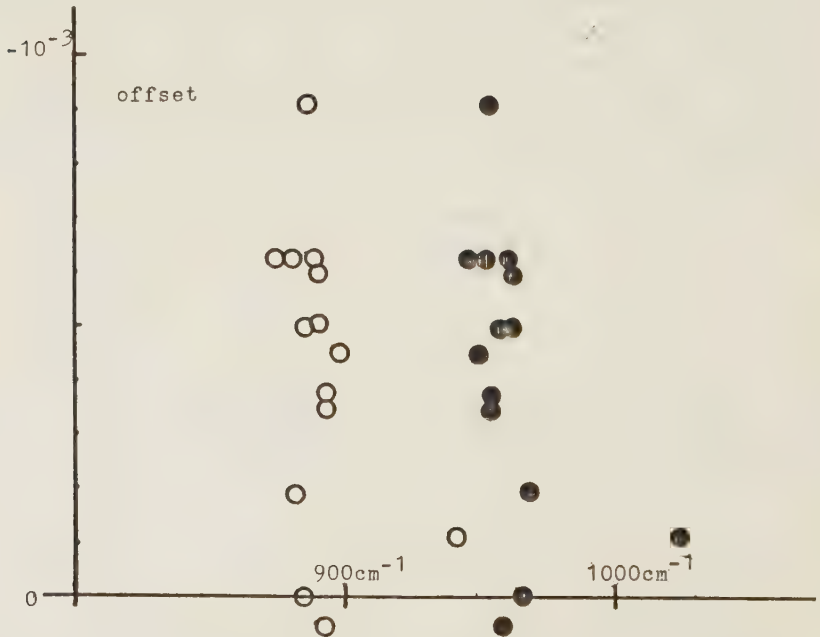


Abbildung 49: Größe des offsets in Abhängigkeit von der tatsächlichen Frequenz des Lasers im Ruhesystem der bewegten Ionen. Die entgegengesetzte Komponente der stehenden Welle im Resonator erscheint bei höheren Frequenzen.

Messungen gemachte Beobachtung, daß sich der offset beim Folienwechsel von $-3.5 \cdot 10^{-4}$ auf $+5 \cdot 10^{-4}$ verändert. Eine Abhängigkeit von der Dauer der Bestrahlung der Folie deutet sich auch im steigenden oder fallenden Untergrund der gemessenen Laserresonanzen an. Das erschwert eine Interpretation der gezeigten Daten zusätzlich. Es könnte sich um einen resonanten Effekt bei 955 oder 890cm^{-1} mit einer Halbwertsbreite von $10\text{-}20\text{cm}^{-1}$ handeln. Aber selbst eine Interpretation als nicht resonanter Effekt mit größeren Schwankungen zum Beispiel durch die Folie und andere unbekannte Ursachen ist möglich.

IV.1.2 Interpretation und Erklärungsversuche

Die im ersten Abschnitt beschriebenen, aus Experimenten gewonnenen Informationen lassen sich wie folgt zusammenfassen: Etwa 10ns nach der Folianregung können wir durch Bestrahlen der Ionen in der Wechselwirkungszone mit dem intensiven Licht eines CO_2 -Lasers eine Erhöhung des Signals um 10^{-3} bewirken. Hinter dieser Zone finden wir eine größer werdende Reduzierung des Signals auf etwa $-1.5 \cdot 10^{-3}$ ($25\text{-}30\text{ns}$ nach der Laserwechselwirkung). Dieser Effekt ist gesättigt, das heißt er steigt beim Erhöhen der Laserleistung auf den vierfachen Wert nicht weiter an (siehe Abbildung 46). Betrachtet man die Größe des offsets in Abhängigkeit von der Laserfrequenz im System der bewegten Ionen, so ist keine eindeutige Interpretation möglich: vielleicht sehr breite "Resonanzen" bei 890 oder 955cm^{-1} oder aber der Effekt zeigt kein resonantes Verhalten.

Eine Interpretation des offset-Effektes wird dadurch erschwert, daß nach der unselektiven Folianregung mehrere unterschiedlich geladene Fluorionen zum Signal beitragen. Dieses Signal entsteht durch eine Vielzahl in der Folie angeregter Zustände (siehe Anhang über Kaskadenmodell). Ich will deshalb an Hand einfachster Überlegungen Helium-ähnliches Fluor als mögliche Ursache diskutieren. Aus den Beobachtungen schließe ich, daß ein durch den Laser induzierter E1 -Übergang beteiligt ist. Das prompt positive Signal deutet auf einen nachbevölkerten, schnell zerfallenden (Lebensdauer etwa Bruchteil einer ns) Zustand hin, während aus dem langsam steigenden negativen Signal

auf einen aufgrund der Laserwechselwirkung entvölkerten Zustand langer Lebensdauer ($\tau \sim 10\text{ns}$) geschlossen werden kann. Es ist natürlich auch die Beteiligung mehrerer Zustände möglich. In den folgenden Abschnitten werde ich die zur Diskussion und Interpretation des Effektes notwendigen theoretischen Voraussetzungen liefern. Dies sind Abschätzungen der Lebensdauern, der Größe der El-Dipolmatrixelemente und eine einfache Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Ion und Laser. Aus diesen Betrachtungen können gewisse Schlüsse gezogen werden, die in den dann folgenden Abschnitten ausführlich diskutiert werden.

IV.1.2.1 Lebensdauer hoher n-Zustände

Für Überlegungen zur Aufklärung des offset Effektes ist die grobe Kenntnis der Lebensdauern möglicherweise beteiligter Zustände wichtig. Da nicht einmal das diesen Effekt mitverursachende Ion bekannt ist, beschränke ich mich hier auf den einfachsten Fall eines Wasserstoff-ähnlichen Ions. Bei diesen verhalten sich die Lebensdauern proportional zu $1/Z^4$, wobei Z die Kernladung ist. Als Abschätzung der Lebensdauer anderer Ionisierungszustände benutze ich diese Proportionalität und entsprechend reduzierte (abgeschirmte) Kernladungszahlen. Für große Hauptquantenzahlen n muß diese Wasserstoffnäherung zu guter Übereinstimmung mit den tatsächlichen Werten führen. Das Resultat einer eigenen Rechnung in Wasserstoff für den $n=23$ Zustand ist in Abbildung 50 graphisch dargestellt. Der np -Zustand hat immer (wenn ein Zerfall zu einem dem $1s$ -Zustand äquivalenten Niveau möglich ist) die kürzeste Lebensdauer - etwa zehnmal kürzer als die des ns -Zustands.

Wegen der fehlenden großen Δn -Sprünge für höhere l -Zustände, steigt die Lebensdauer an, bis sie bei $l=n-1$ ihr Maximum erreicht. Die Lebensdauer dieser Yrast-Zustände ist proportional zu n^5 . Eine ganz ähnliche Graphik ließe sich natürlich auch für andere n -Werte anfertigen. So ergibt sich, daß bei $n=22$ zum Beispiel alle Lebensdauern um etwa 14% kleiner werden. Approximierte Formeln zur Berechnung der Lebensdauer in Wasserstoff-ähnlichen Ionen, sind bei Hopkins et al. (HSB76) zu finden.

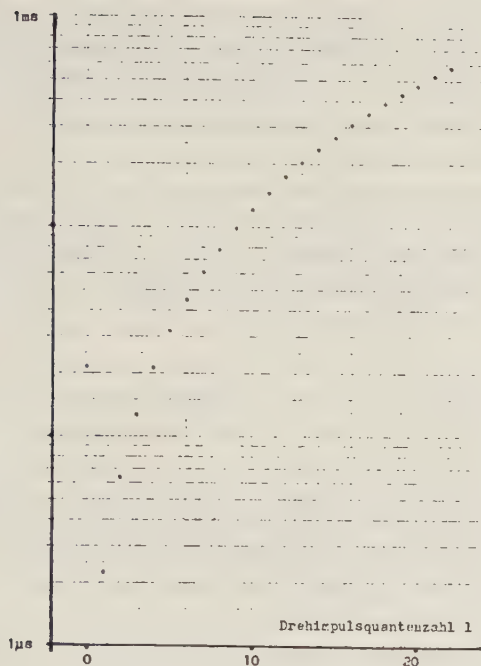


Abbildung 50: Lebensdauer der verschiedenen l-Zustände mit $n=23$ in Wasserstoff. Die Werte für andere Wasserstoff-ähnliche Ionen erhält man durch Multiplikation mit Z^{-4} (Z =Kernladungszahl).

IV.1.2.2 Größe der E1-Dipolmatrixelemente

In diesem Abschnitt will ich wiederum Wasserstoff-ähnliche Näherungen benutzen. Die Matrixelemente sind dann proportional zu $1/Z$ (mit Z =Kernladung). Die Energie des CO_2 -Laserlichts ist so gering, daß ich mich bei hochionisierten Systemen auf $\Delta n=0$ - und $\Delta n=1$ -Übergänge beschränken kann. Für Wasserstoff gilt bei einem:

$$\Delta n=0 \text{ - Übergang: } \langle z \rangle \sim n a_0 m_j - \frac{\sqrt{n^2 (j+1/2)^2}}{j(j+1)} / Z \quad \text{und}$$

$$\Delta n=1 \text{ - Übergang: } \langle z \rangle \sim n^2 a_0 \frac{m_j}{j(j+1)} / Z$$

mit Z =Kernladung und a_0 =Bohrradius. Die bekannten Auswahlregeln

müssen natürlich erfüllt sein. Das Matrixelement des Dipolmoments $\vec{d} = e \vec{r}$ ist also proportional zu n^2 . Für die Stärke der Wechselwirkung, gegeben durch $\vec{d} \cdot \vec{E}$ - Dipolmoment $\times$ Feldstärke, erhält man deshalb:

$$E_{WW}(\text{cm}^{-1}) \sim \frac{n^2}{Z} 4 \cdot 10^{-5} E(\text{V/cm})$$

Die Feldstärke unseres CO_2 -Lasers erreicht Werte um etwa 3kV/cm , die Wechselwirkungsenergie wird $\sim 1 n^2/Z \text{ cm}^{-1}$. Von einer Sättigung des Dipolüberganges (siehe auch nächsten Abschnitt) kann gesprochen werden, wenn die Bedingung:

$$\frac{e \langle z \rangle E}{\hbar} T > 1 \quad \text{erfüllt ist.}$$

Diese Bedingung ist für Wechselwirkungszeiten T von einigen ns leicht erfüllbar.

IV.1.2.3 Theoretische Beschreibung der Ion-Laser-Wechselwirkung

Es geht mir nur um eine grobe Abschätzung der Effekte aufgrund dieser Wechselwirkung zwischen dem intensiven Laserstrahl und bestimmten atomaren Aufspaltungen. Ich betrachte durch einen E1-Übergang verbundene Zwei-Niveau-Systeme, deren Zustände nicht zerfallen und wende die Störungstheorie an. Setze ich voraus, daß das eine Niveau (a) zu etwa 100% besetzt ist ($|a|^2 \sim 1$) und das andere (b) nur eine sehr kleine Besetzung aufweist ($|b|^2 \sim 0$), dann erhalte ich ohne die sogenannte rotating-wave-approximation:

$$|b|^2 = \frac{|a|^2}{(\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0)} \left(\sin^2 \omega T - \frac{2\omega_0}{\omega - \omega_0} \sin^2 \frac{\omega_0 - \omega}{2} T - \frac{2\omega_0}{\omega + \omega_0} \sin^2 \frac{\omega_0 + \omega}{2} T \right)$$

$|a|^2 = (e \langle z \rangle E / \hbar)^2$ und außerdem ist $\hbar \omega_0$ die Energiedifferenz der beiden Zustände und ω die Frequenz des Lasers. Die Besetzung der Zustände kann nach der Wechselwirkungsdauer T um $|b|^2$ (Bedingung $|b|^2 \ll 1$) geändert werden. Für $(\omega_0 - \omega) T/2 \gg 1$ und $(\omega_0 + \omega) T/2 \gg 1$ erhalte ich eine Möglichkeit, die Größe nicht resonanter Effekte abzuschätzen:

$$|b|^2 \sim |a|^2 / \Omega^2 \quad \text{mit } \Omega = \omega \text{ für } \omega_0 \ll \omega \text{ oder } \Omega = \omega_0 \text{ für } \omega \ll \omega_0.$$

In Abbildung 51 ist die Auswertung dieser Formeln graphisch für verschiedene Aufspaltungen gezeigt. Mit einer Feldstärke von 1 kV/cm , einem Matrixelement der im vorigen Abschnitt angegebenen Größe (proportional zu n^2) und Aufspaltungsenergien in Wasserstoffnäherung ergeben sich $\Delta n=0$ Resonanzen für niedrige und $\Delta n=1$ Resonanzen für hohe Hauptquantenzahlen n . Abgesehen von diesen Singularitäten bei gewissen n -Zuständen ist der Effekt des Lasers klein. Ich werde in den folgenden Abschnitten diese Resonanzen auf ihre Beteiligung am offset Effekt hin untersuchen. In der Abbildung 51 ist neben den schon diskutierten Kurven für eine Wechselwirkung mit einem oszillierenden elektrischen Feld auch der Effekt eines statischen elektrischen Feldes ($\omega=0$) von nur 10 V/cm auf die für größere n sehr kleinen Feinstrukturaufspaltungen ($\Delta n=0$) gezeigt. Im allgemeinen ist diese Wechselwirkung viel stärker als die meist nicht resonante Laserwechselwirkung. Da wir in dieser Richtung auch Experimente durchgeführt haben, werde ich den bei statischen Feldern auftretenden Prozess genauer in einem gesonderten Abschnitt beschreiben.

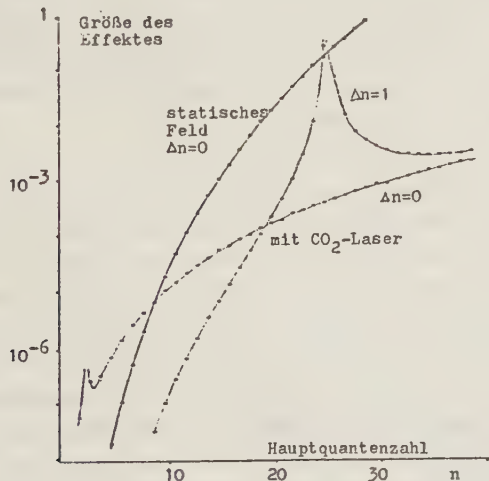


Abbildung 51: Auswertung einfacher Modelle für die Wechselwirkung von Ionen mit statischen und oszillierenden elektrischen Feldern. Dargestellt ist die Größe der dadurch verursachten Vermischung zweier Zustände in Abhängigkeit von der Hauptquantenzahl n .

IV.1.2.4 Diskussion eines $\Delta n=0$ -Übergangs am Beispiel des $8^3S_1-3^3P_J$

Eine Extrapolation der theoretischen Arbeiten von Accad et al. (AFS71) erlaubt eine Festlegung der Energiedifferenz auf etwa $1-2\text{cm}^{-1}$ genau: $E=952\text{cm}^{-1}$. Es ist das Ergebnis einer Approximation der theoretischen Daten mit der Funktion $A/n^2+B/n^3+C/n^5$. Ganz entsprechend ergibt sich die Feinstruktur des 3^3P -Terms: $\Delta v_{01}=3.27\text{cm}^{-1}$ und $\Delta v_{12}=14.5\text{cm}^{-1}$. Da der Kernspin von Fluor ungleich Null ist ($I=1/2$), wird die Aufspaltung weiter durch die Hyperfeinwechselwirkung verändert. Es ergeben sich insgesamt neun mögliche Übergänge. Betrachtet man nur die Kontaktwechselwirkung (Beitrag zur HFS), so beträgt der Abstand der einzelnen Komponenten im Mittel etwa 5cm^{-1} . Die Aufspaltung liegt also insgesamt in der Nähe der dopplerverschobenen Laserstrahlung.

Aus den Rechnungen für Wasserstoff erhalte ich durch Multiplikation mit $8^{-4}=(Z-1)^{-4}$ die Lebensdauer ($\tau=.27\text{ns}$) des 8^3S -Zustandes, während für den 8^3P -Zustand der verbotene Zerfall zum 1^1S_0 erst subtrahiert werden muß, um $\tau=.11\text{ns}$ zu erhalten. Die Beimischung des 8^1P_1 zum 8^3P_1 beträgt ähnlich wie bei $n=2$ etwa 2%. Bei $n=8$ unterscheiden sich die Lebensdauern dieser Zustände nur um einen Faktor fünf, so daß der Mischungseffekt vernachlässigbar klein ist. Abbildung 52 zeigt einen Ausschnitt des Term-schemas Helium-ähnlichen Fluors und die wahrscheinlichsten Zerfallskanäle.

Ist dieser Übergang am offset Effekt beteiligt? Obwohl die natürliche Linienbreite eines induzierten Überganges nur $.045\text{cm}^{-1}$ beträgt, wäre eine Resonanz wegen der Stärke der Wechselwirkung viel breiter. Die Leistungsverbreiterung beträgt bei voller Leistung etwa 1cm^{-1} . Das ist aber deutlich kleiner als die Breite des beobachteten Effekts. Eine weitere Schwierigkeit ergibt sich aus dem notwendigen Besetzungsunterschied der Zustände und dem erst erhöhten dann aber reduzierten Signal: Die Detektoren sind auch im Energiebereich um 230eV noch zum Nachweis von Strahlung geeignet, doch liegt dieser Bereich normalerweise knapp unter der Diskriminatorschwelle. Ein positives Signal muß also von einem anderen Übergang stammen. Da es sich dabei um ein promptes Signal handelt, müßte es sich um den, infolge der Singulett-Triplett-Mischung erlaubten, $1^1S_0-2^3P_1$ -In-

terkombinationsübergang handeln. Ist der 8^3P -Zustand stärker besetzt, dann wird über 8^3S_1 und 2^3P_1 die Zählrate bei Resonanz erhöht. Eine spätere Reduzierung der Zählrate erklärt das nicht, denn der dominante Zerfallskanal des 8^3P führte ohnehin in den metastabilen 2^3S -Zustand.

Dieser, obwohl mit dem CO_2 -Laser resonante Übergang kann nicht für den Effekt verantwortlich sein. Woher sollte der große Besetzungsunterschied bei fast gleichen Lebensdauern stammen? Wie kann sich bei den vorhandenen Zerfallskanälen eine Resonanz in der beobachteten Weise auswirken?

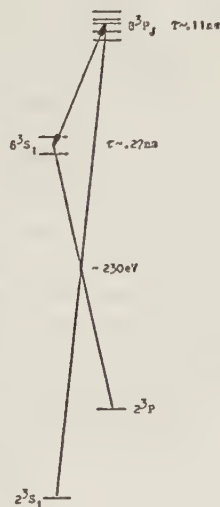


Abbildung 52: Helium-ähnliches Fluor - gezeigt sind zwei mit dem CO_2 -Laser resonante Niveaus und deren wahrscheinliche Zerfallskanäle.

IV.1.2.5 Diskussion eines $\Delta n=0$ - Interkombinationsüberganges

Aufgrund der Mischung zwischen Singulett- und Tripletsystem, sind Übergänge auch dann möglich, wenn die Auswahlregel $\Delta S=0$ verletzt wird. Die LS-Kopplung versagt einerseits mehr und mehr mit größer werdenden Drehimpulsquantenzahlen l (siehe zum Beispiel die in Helium von Farley et al. (FAW79) angeregten Resonanzen) und andererseits steigen als Folge des Übergangs zur jj -Kopplung die Beimischungen proportional zu Z^3 an. Das sei am $n=4$ Zustand des Helium-ähnlichen Fluors näher erläutert.

Die Mischung zwischen Singulett- und Triplettzuständen beruht auf der Breit-Pauli-Wechselwirkung und ist damit relativistischen Ursprungs. Sie tritt auf für Zustände mit $L > 0$ und der Effekt ist, wie wir sehen werden, für Mischung mit Zuständen gleichen n 's am größten. Erwartungswerte des Breit-Pauli-Operators (BPO) lassen sich nach $1/Z$ entwickeln:

$$\langle n^3L_1 | \text{BPO} | n^1L_1 \rangle = a_0 \alpha^2 Z^4 + a_1 \alpha^2 Z^3 + \dots \quad (\text{in au})$$

Die Größe von a_0 ist bekannt:

$$a_0 = \frac{-1}{2 n^3 (2l+1) \sqrt{l(l+1)}}$$

Der nächste Koeffizient soll uns nicht weiter interessieren. Aus der Störungstheorie folgt für die Wellenfunktion in 1. Ordnung (in 0. Ordnung sind das die reinen "LS"-Funktionen zum nicht relativistischen Hamiltonoperator):

$$\psi_{n^3L_1}^{(1)} = \alpha \psi_{n^3L_1}^{(0)} + \beta \psi_{n^1L_1}^{(0)} \quad \text{mit } \beta = \frac{\langle n^3L_1 | \text{BPO} | n^1L_1 \rangle}{\Delta E}$$

Entsprechendes gilt natürlich auch für die n^1L_1 -Wellenfunktion. α, β müssen die Normierungsbedingung erfüllen und ΔE ist die Energiedifferenz zwischen Singulett- und Triplettzustand. Auf das Vorzeichen achten wir nicht - uns interessiert nur die Größe von β . Für $n=4$ ist β nur für den P-Zustand aus Rechnungen bekannt (SAP73). Für die D-Zustände benutze ich als grobe Näherung den angegebenen Wert von a_0 und die berechnete $4^1,^3D$ - Aufspaltung (BID73). In Helium-ähnlichem Fluor ist die Energie der F-Zustände nicht bekannt. Ich erhalte damit für $n=4$:

L	β	a_0 -Term	geschätzt
1	1.92%	2.5%	
2		16.5%	
3			25%

Spielt die Korrelation zwischen 1s und n1 Elektron keine Rolle, das heißt, sind Z, l sehr groß, dann steigt β proportional zu l an. So wurde der Wert für die $1,^3F$ -Mischung gewonnen.

Wie wirkt sich diese Mischung zwischen Singulett- und Triplettzuständen bei der Wechselwirkung mit dem Laser, abgesehen von Energieverschiebungen (Abstoßung) der gemischten Niveaus, nun

aus? Der Dipolerwartungswert muß mit den gestörten Wellenfunktionen berechnet werden. Ich betrachte einen Übergang $n^1D_2 - n^3P_1$:

$$\langle n^1D_2 | r | n^3P_1 \rangle = \langle .97 ({}^1D_2) + .17 ({}^3D_2) | r | 1. ({}^3P_1) + .02 ({}^1P_1) \rangle \\ .17 \langle n^3D_2 | r | n^3P_1 \rangle$$

Das Matrixelement wird sehr groß!

In Abbildung 53 ist die elektrostatische (aus H_0) Feinstrukturaufspaltung des $n=4$ Zustandes in Helium-ähnlichem Fluor gezeigt. Die Werte für die S- und P-Zustände stammen von Accad et al. (APS71), während die D-Werte aus den Rechnungen von Blanchard und Drake (B1D73) folgen. Die F-Zustände sind eingezeichnet inspiriert von den Rechnungen in Helium von Sims et al. (SPR82). Der n^1D -Wert koinzidiert ziemlich genau mit der Bohrschen Energie $(Z-1)^2 R_y / n^2$. Einen ersten, mit dem Laser resonanten Interkombinationsübergang finde ich bei $n=7: {}^1D_2 - {}^3P_1$. Diese Aufspaltung ist wegen des unzureichenden Datenmaterials nur sehr ungenau festgelegt (Fit der bekannten Energiedifferenzen mit $A/n^2 + B/n^2 + \dots$): 860 cm^{-1} . Das Matrixelement oder die Stärke der Wechselwirkung ist bis auf die Verminderung durch den Mischfaktor fast so groß wie bei der $n=8$ Resonanz. Allerdings wird hier die Leistungsverbreiterung deutlich niedriger ausfallen, so daß wahrscheinlich auch dieser Übergang nicht für den sehr breiten offset Effekt verantwortlich ist. Ich will trotzdem das Resultat eines laserinduzierten Übergangs zwischen Triplet- und Singuletsystem diskutieren.

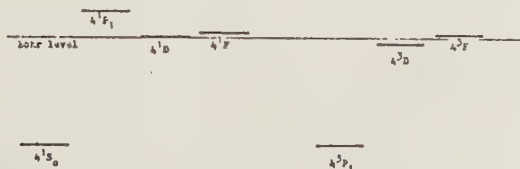
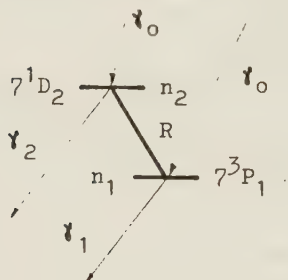


Abbildung 53: Elektrostatische Feinstruktur des $n=4$ Zustandes in Helium-ähnlichem Fluor.

4^3S_1

Ich betrachte den Übergang $7^3P_1 - 7^1D_2$ und benutze Ratengleichungen, um die Änderung der Besetzungen durch die Wechselwirkung mit dem Laser abschätzen zu können. Diese Gleichungen haben eine sehr einfache Form, denn ich setze voraus, daß beide Zustände durch Kaskaden gleichstark nachbevölkert werden ($\gamma_0 n_0$ -Term). Die Bedeutung der anderen Glieder folgt aus der Skizze in Abbildung 54. Sie beschreiben den spontanen Zerfall und die Laserwechselwirkung.



$$\dot{n}_1 = \gamma_0 n_0 - (R + \gamma_1) n_1 + R n_2$$

$$\dot{n}_2 = \gamma_0 n_0 - (R + \gamma_2) n_2 + R n_1$$

Größenordnung: $\gamma_0 \sim 1/10\text{ns}$

$$n_0 \sim 1 \dots 2\%$$

$$R \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

$$\gamma_1 \sim 1.3 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

$$\gamma_2 \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

Abbildung 54: Skizze zur Erläuterung der Ratengleichungen

Ich will dieses Gleichungssystem nur dahingehend untersuchen, ob es einen Unterschied in der Zahl der Zerfälle ins Singulett- und/oder Tripletsystem gibt, je nachdem ob der Laser an oder aus ist. Betrachtet man die sogenannte long-time-steady-state-Lösung (Wechselwirkungszeit T groß gegenüber allen anderen Zeitkonstanten), so erhält man:

$$\frac{\gamma_2 n_2}{\gamma_1 n_1} = \frac{2 R + \gamma_1}{2 R + \gamma_2} \frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{\text{Zerfall im Singulettssystem}}{\text{Zerfall im Tripletsystem}}$$

Dieses Verhältnis ist nur für ungleiche Lebensdauern von 1 verschieden. Bei den betrachteten Zuständen ist dies der Fall. Wie wirkt sich dieser während der Laserwechselwirkung verstärkte Zerfall im Singulettssystem aus? Dazu müssen entsprechend der Abbildung 52 die dominanten Zerfallskanäle betrachtet werden. Der n^1D zerfällt im wesentlichen nach 2^1P_1 und von dort unter Emission eines Röntgenquants nach 1^1S_0 . Auch für den n^3P ist

der "größte Sprung" am wahrscheinlichsten - das bedeutet $n^3P_1 - 2^3S_1$. Der 2^3S -Zustand ist metastabil und trägt deshalb nicht zur Zählrate bei. Die Folge eines von 7^3P_1 nach 7^1D_2 induzierten Übergangs wäre dementsprechend zwar eine Erhöhung des Signals in den prompten Detektoren, hätte aber keine spätere Zählratenreduzierung zur Folge, da der 2^3S_1 "unsichtbar" bleibt. Laserinduzierte Interkombinationsübergänge können aber sehr wohl, wie im folgenden Abschnitt beschrieben, zu einem Effekt der beobachteten Art führen.

IV.1.2.6 Diskussion eines laserinduzierten $\Delta n=1$ Überganges

In niedrigster nichtrelativistischer Ordnung ergibt sich für die Energie eines $\Delta n=1$ Überganges der bekannte Bohrsche Wert:

$$E = (Z-1)^2 R_y \left(\frac{1}{(n-1)^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$
. Diese Näherung ist für unseren Zweck (große Kernladung Z und hohe Hauptquantenzahl n) voll ausreichend, da nächsthöhere Terme einer Entwicklung nach n und Z nur proportional zu Z/n^3 sind (siehe zum Beispiel das Polarisationsmodell von C.Deutsch (Deu76)). Für Helium-ähnliches Fluor erhält man bei $n=25$ eine Aufspaltung von $\Delta E = 955.91 \text{ cm}^{-1}$. Etwas

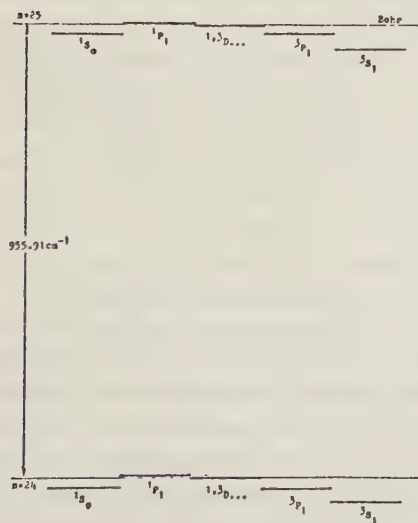


Abbildung 55: Energie der $n=24$ und $n=25$ Zustände in Helium-ähnlichem Fluor, zum Vergleich sind die Bohrschen Energieniveaus ebenfalls eingezeichnet.

genauer ist diese Struktur in Abbildung 55 gezeigt. Eine Unterscheidung in Singulett- und Tripletsystem ist wegen der Vermischung der Zustände nur für Drehimpulsquantenzahlen $l < 3$ sinnvoll und in der Abbildung auch nur bis zu den $1,3D$ -Termen durchgeführt. Die Energie von Übergängen mit $\Delta n=1$ und $|\Delta L|=1$ mit $L > 2$ liegt so bei $956(1)\text{cm}^{-1}$ und koinzidiert mit der dopplerverschobenen Energie der Laserstrahlung. Wegen der Größe des Dipolmatrixelements von etwa $70 e a_0$ beträgt die Leistungsverbreiterung etwa 10cm^{-1} .

Wie sich die Wechselwirkung mit dem Laser auf die Besetzung der Zustände auswirkt, soll wieder an einem einfachen Modell betrachtet werden. Eine Unterscheidung in Singulett- und Tripletsystem entfällt - die Zustände werden durch $1snl$ gekennzeichnet. Der $1P_1$ -Zustand hat als einziger eine Lebensdauer deutlich kürzer als 1ns (etwa $.5\text{ns}$). Alle anderen Zustände ($l > 2$) leben verglichen mit der Dauer der Laserwechselwirkung lange. Das System der Ratengleichungen kann also einfach so angesetzt werden (siehe Abbildung 56):

$$N_{n,l} = -2 R N_{n,l} + R (N_{n-1,l-1} + N_{n-1,l+1})$$

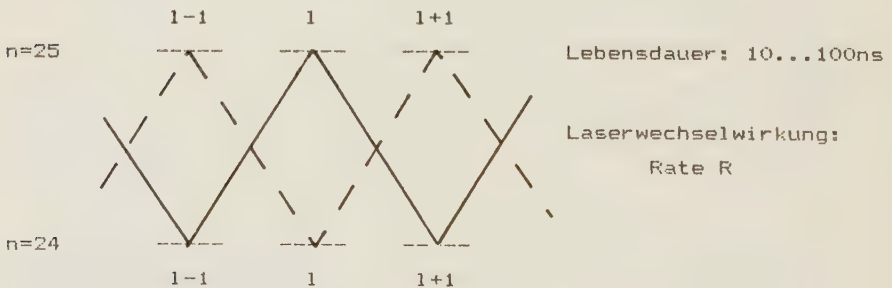


Abbildung 56: Skizze zur Erläuterung der Ratengleichung.

R wird der Einfachheit halber als unabhängig von den beteiligten Zuständen angenommen. Wieder betrachte ich nur die "long-time-steady-state" Lösung und finde eine komplette Durchmischung aller Zustände, so daß die Besetzung aller beteiligten Zustände gleich groß wird. Das führt zu einer Entvölkerung langlebiger Zustände (hohes l) zugunsten der kurzlebigen p - und d -Zu-

stände. Bereits während der Wechselwirkung mit dem Laser führt das zu einer erhöhten Intensität der $1^1S_0 - n^1P_1$ -Übergänge. Eine Entvölkerung der langlebigen Zustände führt dann natürlich später zu einer Reduzierung der Zählrate und damit zu einem negativen Signal.

Abgesehen von $\Delta n > 1$ Übergängen sind die bisher diskutierten Laser-EI-Resonanzen in einfach angeregtem Helium-ähnlichem Fluor auch die einzig möglichen. Als Ursache für den laserinduzierten offset Effekt kommt dabei eigentlich nur eine Resonanz zwischen den $n=24$ und $n'=25$ Zuständen in Frage. Das Ergebnis eines gezielten Experimentes in dieser Richtung wird in einem der folgenden Abschnitte präsentiert. Zunächst gehe ich jedoch auf die nicht resonante Wechselwirkung von Zuständen mit $n=n'$ im stationären elektrischen Feld ein, die im allgemeinen zu größeren Effekten als die Wechselwirkung mit dem Laser führt.

IV.1.2.7 Die Wechselwirkung (fast entarteter Zustände) mit einem statischen elektrischen Feld

Das angeregte Helium-ähnliche Fluor wird in unseren Experimenten durch Stoß mit der Kohlenstoff-Folie produziert. Die Geschwindigkeit der Ionen beträgt dabei etwa 1cm/ns. Wenn hier von einem statischen elektrischen Feld gesprochen wird, handelt es sich um die Wechselwirkung der Ionen im Strahl mit einem räumlich begrenzten, konstanten Feld. Wegen der hohen Geschwindigkeit und der kleinen Ausdehnung des Feldes von etwa 5mm erscheint das stationäre Feld für die Ionen im Strahl wie ein zeitlich scharf begrenzter elektrischer Puls von etwa .5ns Dauer. Das führt zu einer Frequenzbreite der dem Ion angebotenen Feldverteilung von etwa 26Hz. Zustände mit Aufspaltungen kleiner als die fourierbegrenzte Breite des Pulses werden deshalb quasi resonant wechselwirken. Im allgemeinen wird aber die Wirkung eines stationären elektrischen Feldes auf Zustände (besonders, wenn sie energetisch deutlich getrennt sind: $E \gg 26\text{Hz}$) als eine Mischung - sogenannte Starkmischung beschrieben. Dieser Effekt ließe sich aufgrund der Leistungsverbreiterung auch als "quasi" resonant bezeichnen: Zustände werden dann beson-

ers stark gemischt, wenn gilt $\alpha \gg \hbar \Delta E$ (siehe Seite 98). Die Wechselwirkung eines Ions mit in dieser Hinsicht stationären elektrischen Feldern läßt sich dann genau wie die Wirkung eines oszillierenden Feldes beschreiben. Das Resultat einer Mischung der verschiedenen 1-Zustände (bei gleichem n) entspricht deshalb der Mischung dieser Zustände mit $n=24$ und $n=25$ durch den Laser. Es ist bekannt, daß unter gewissen Umständen das von Stark-gemischten Zuständen emittierte Licht in der Intensität moduliert sein kann (And74). Eine theoretische Beschreibung dieser sogenannten beat-Strukturen unter Beteiligung hoher n -Zustände ist wegen der Vielzahl der verschiedenen 1-Subniveaus sehr aufwendig und soll hier nicht versucht werden. Anschaulich lassen sich solche Intensitätsoszillationen jedoch als Rabinutationen interpretieren - nach sogenannten $(n)\pi$ -Pulsen wird die Besetzung des angeregten (gemischten) Zustandes minimal und bei $(2n+1)\pi/2$ -Pulsen erreicht sie gerade ihr Maximum.

IV.1.3 Weitergehende Untersuchungen

Die Ergebnisse und Informationen, die während der Feinstrukturmessungen gesammelt werden konnten, hatte ich im ersten Abschnitt dieses Kapitels beschrieben. Entsprechend der im letzten Abschnitt angestellten Überlegungen haben wir weitere experimentelle Untersuchungen des offset Effektes durchgeführt. Ich beginne mit der Beschreibung unserer "quench" Experimente, bei denen die in der Folie angeregten Ionen durch ein statisches, longitudinales elektrisches Feld fliegen. Diese auf etwa 6mm begrenzte Zone befand sich vor der Wechselwirkungszone mit dem Laser. Es war so möglich, gleichzeitig den Einfluß von Laser und elektrischem Feld zu studieren. Einige der Messungen sind im ersten Abschnitt zusammengestellt. In einem späteren Versuch haben wir das stationäre Feld durch eine räumlich periodische Feldstruktur ersetzt. Die Hoffnung, durch diese resonante Wechselwirkung einen $\Delta l=1$, $\Delta n=0$ Übergang ($l \sim n-1$) bei $n \sim 14$ mit einer deutlichen Änderung des Signals induzieren zu können, hat sich nicht erfüllt. Die negativen Ergebnisse präsentiere ich im zweiten Abschnitt. Ein Versuch, den $\Delta n=1$ Übergang bei

$n=24,25$ mit dem CO_2 -Laser anzuregen, schlug ebenfalls fehl. Ergebnisse dieses Experimentes findet man im dritten Abschnitt. Ich schließe das Kapitel über den durch den Laser verursachten Untergrund mit einer Zusammenfassung aller theoretischen und experimentellen Erfahrungen.

IV.1.3.1 Experimente mit einem statischen elektrischen Feld

Für den laserinduzierten offset wurde als Ursache schon zu Beginn unserer Experimente das elektrische Feld des Lasers vermutet. Es lag daher nahe, den Einfluß eines statischen elektrischen Feldes zu untersuchen. Das geschah zum Teil auch mit der Hoffnung, eine deutliche Senkung der Zählrate bei gleicher Resonanzsignalhöhe zu erzielen. Eine Vergrößerung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses ist entsprechend der von S.Bashkin gegebenen Erklärung des "Quenchens" von 1-degenerierten, Wasserstoff-ähnlichen (hohes n) Zuständen im elektrischen Feld (Bas76) durchaus möglich.

Für unsere Versuche in dieser Richtung haben wir hinter dem die Kohlenstofffolie umgebenden Kühlfinger eine kleine Elektrode entsprechend der Abbildung 57 isoliert angebracht. Auf der dem Laserstrahl zugewandten Seite besteht sie nur aus einem wenige Millimeter breiten Steg - das Feld wird zwar vorrangig longitudinal (in Richtung der Strahlachse), ansonsten aber

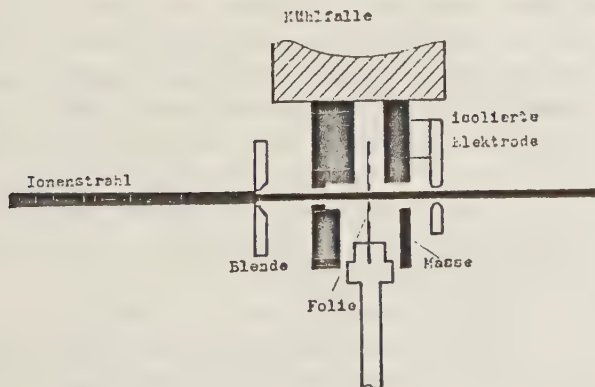


Abbildung 57: Befestigung der Elektrode am Kühlfinger zur Erzeugung eines longitudinalen elektrischen Feldes.

stark inhomogen sein. Über einen kleinen Schaltverstärker kann durch die CAMAC-TTL-Pulse, die normalerweise das Ein- und Ausschalten des Lasers bewirken, eine variable Spannung zwischen -350 und +350V an die Elektrode gelegt werden. Das in den vier Normierungs- und Signaldetektoren registrierte Signal wird genau wie bei den Laser-Feinstruktur-Resonanzen weiterverarbeitet. Abbildung 58 zeigt das Signal
$$= \frac{I(\text{an}) - I(\text{aus})}{I(\text{an}) + I(\text{aus})}$$
 für eine Strahlenergie von 9MeV und Abbildung 59 zwei Messungen bei 16MeV, jeweils in Abhängigkeit von der Feldstärke (=Spannung). Solche, von der Feldstärke abhängigen Oszillationen des Signals wurden schon früher in ganz ähnlichen Experimenten beobachtet (RCC74, MBH74). Eine genaue Beschreibung ist wahrscheinlich nicht möglich, da man an den zwei hintereinander bei 16MeV und an sich gleichen Bedingungen durchgeführten Messungen (Abbildung 59) deutliche Unterschiede erkennen kann. Wie stark das Signal in Abhängigkeit von der Zeit variiert, ist der Abbildung 60 zu entnehmen. Hier wurde bei einer konstanten (aber ein- und ausgeschalteten) Spannung von -20V mit einer schon während eines mehrstündigen Laserruns benutzten Folie nach einer Pause von etwa 40 Minuten gemessen. Es treten gedämpfte Oszillationen auf, ehe nach einer Bestrahlungsdauer von etwa einer Stunde ein stabiler Wert erreicht wird. Da es sich bei den beat-Strukturen um einen von Besetzung und Kohärenzen abhängigen Effekt handelt, liegt die Ursache wahrscheinlich an einer Veränderung der Folienwechselwirkung. Dies, zusammen mit bereits bei kleinen Feldstärken von einigen V/cm (zum Beispiel über die schnelle Bewegung im Erdmagnetfeld) auftretenden Intensitätsschwankungen, könnte tatsächlich für auf gewissen Zerfallskurven beobachtete Oszillationen verantwortlich sein (PGJ77). Ist ein stabiler Wert erreicht, dann ist die beat-Struktur für negative und positive Spannungen fast symmetrisch (siehe Abbildung 61). Unterschiede können ihre Ursache in Kohärenzen zwischen den beteiligten Zuständen haben (GAM74).

Für wiederum konstante Feldstärke haben wir das Signal in Abhängigkeit vom Kammerdruck gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 62 gezeigt. Je weiter der Detektor von der Feldregion entfernt ist, desto empfindlicher reagiert das Signal auf Druckunterschiede. Im allgemeinen steigt die Größe des Signals mit der

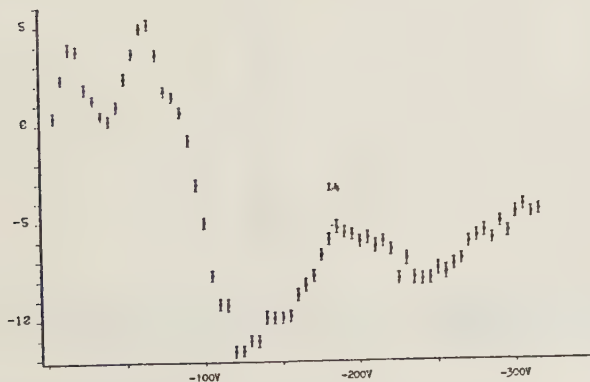


Abbildung 58: Signal als Funktion der Feldstärke - Messung bei einer Strahlenergie von 9MeV.

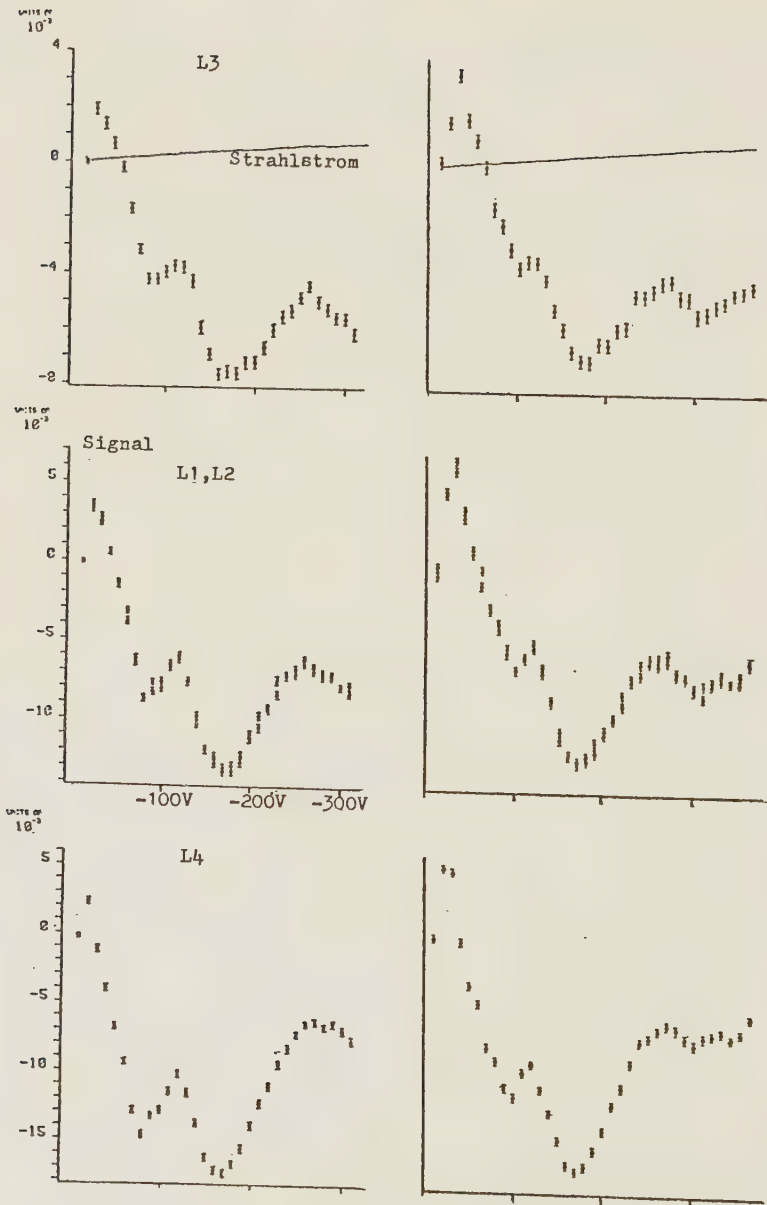


Abbildung 59: Signal als Funktion der Feldstärke bei 16MeV -
rechts die anschließende gleiche Messung.

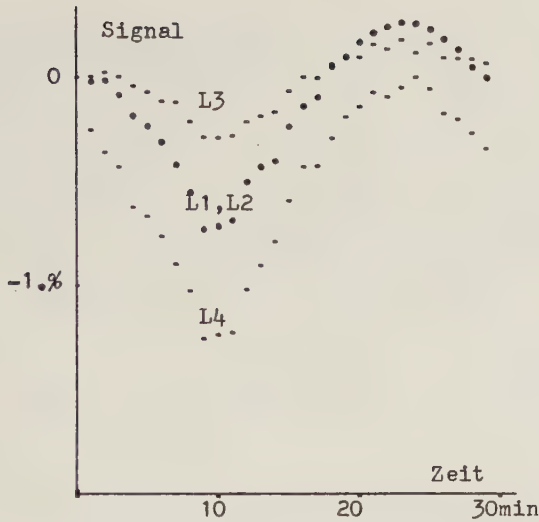


Abbildung 60: Signal in Abhängigkeit von der Zeit -
gemessen mit einer Spannung von -20V.

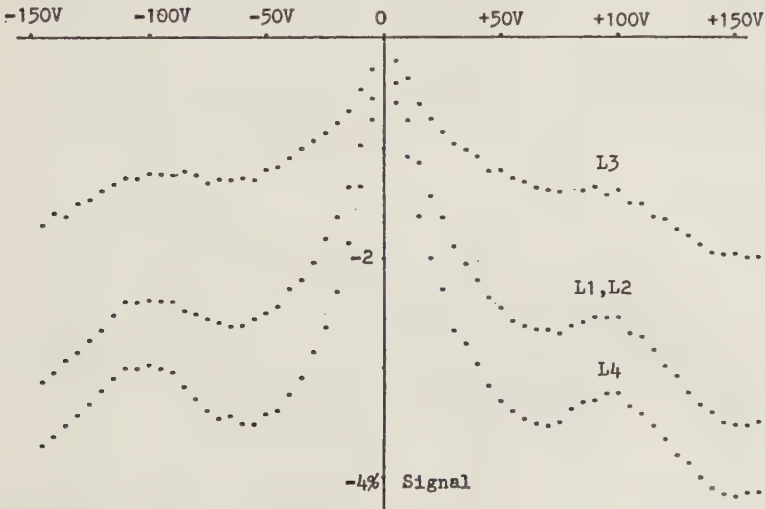


Abbildung 61: Intensitätsmodulationen für entgegengesetzte
Richtungen des elektrischen Feldes (Feld in
Richtung der Strahlachse).

Entfernung an. Bei hohen Drücken werden die höheren n -Zustände, die dann zum Signal beitragen, jedoch so stark durch Stöße gestört, daß zum Beispiel in den entferntesten Detektoren das Signal am stärksten absinkt. Für das an verschiedenen Positionen gemessene Signal sind unterschiedlich hohe n -Zustände verantwortlich. Das folgt zum einen aus der gemessenen Druckabhängigkeit und den Kaskadenüberlegungen, andererseits aber auch aus den ungleichen Modulationstiefen an verschiedenen Detektorpositionen. So ist das Maximum bei etwa 80V im oberen, vorderen Normierungsdetektor (L3 ist nur 2cm hinter der Feldzone montiert) am wenigsten ausgeprägt. Wir haben die beat-Strukturen nur bis zu Spannungen von ± 350 V gemessen. Bei weiterer Erhöhung der Feldstärke auf bis zu etwa 10kV/cm stellen wir keine Reduzierung der Zählrate von mehr als 6% fest. Dieser Wert wird aber auch schon bei etwa 500V/cm gemessen. Die ursprünglich erhoffte deutliche Vergrößerung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses bleibt aus.

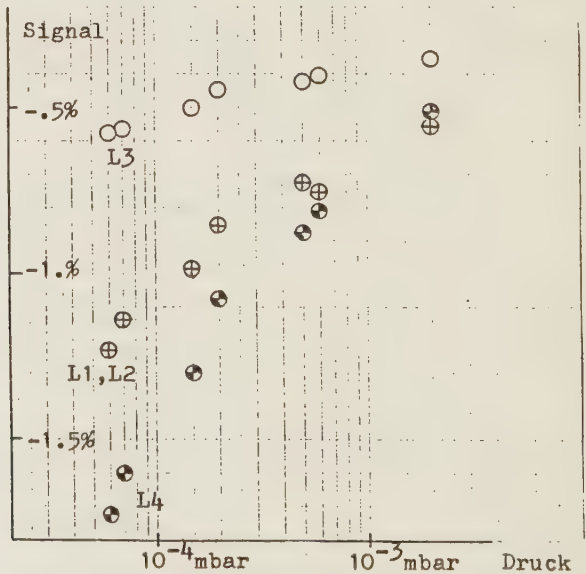


Abbildung 62: Druckabhängigkeit des Signals in den Detektoren - gemessen mit einer Spannung von -20V.

Wir haben einige Feinstruktur-Laser-Resonanzen mit permanent eingeschaltetem elektrischen Feld gemessen. Für zwei Fälle sind die Ergebnisse in Abbildung 63 gezeigt. Am deutlichsten ist der Einfluß des Feldes auf das Signal des unteren, hinteren Normierungsdetektors L4 - aber auch der laserinduzierte offset unter den Resonanzkurven wird dadurch beeinflusst. Da uns das Zusammenwirken von Laserfeld und im elektrischen Feld "vor-gequenchten" Zuständen nicht genau klar ist, haben wir von dieser Methode, den Untergrund zu reduzieren, nur bei einigen D- und E-Messungen Gebrauch gemacht.

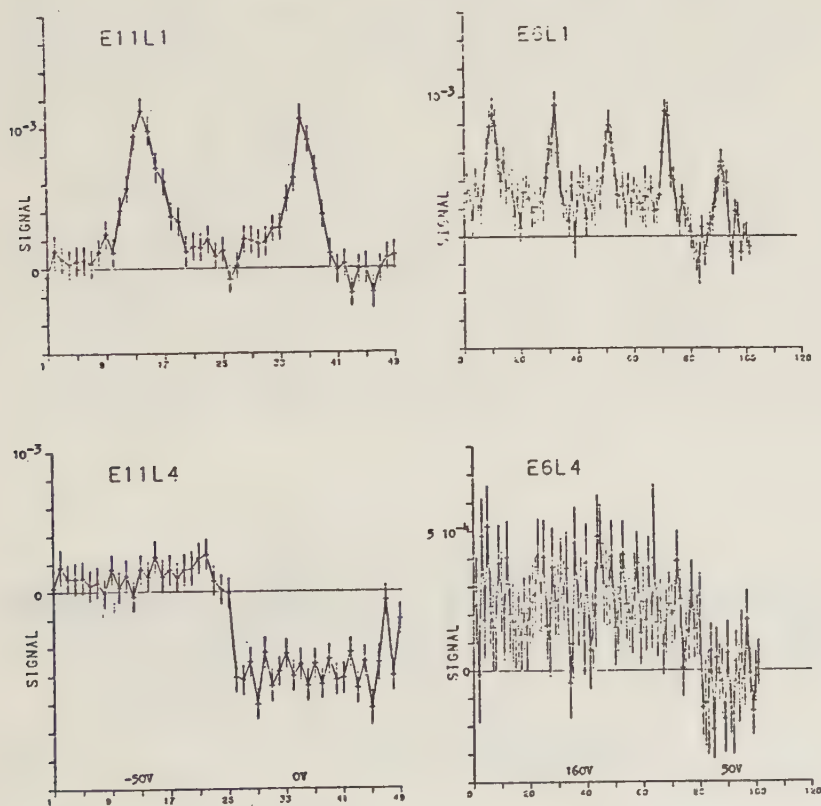


Abbildung 63: Einfluß eines elektrischen Feldes auf das laserinduzierte Signal.

IV.1.3.2 Experimente mit einem zeitlich variierenden elektrischen Feld

Für die Realisierung der Wechselwirkung von Ionen mit einem periodischen elektrischen Feld gibt es in der Beam-foil Technik die schöne Möglichkeit, die Ionen ein räumlich festes periodisches Feld durchfliegen zu lassen (HBG69). Die mit der Geschwindigkeit v fliegenden Ionen sind dann einem zeitlich schnell oszillierenden Feld der Frequenz $\nu_0 = v/d$ (d =räumliche Periode) ausgesetzt. Wir benutzen für unsere Experimente die in Abbildung 64 gezeigte Anordnung. Der Ionenstrahl wird mit einer Blende auf $.5 \times 2 \text{ mm}^2$ begrenzt und in einer $5 \mu\text{g/cm}^2$ Kohlenstoff-Folie angeregt. Etwa 2cm dahinter durchfliegen die Ionen eine drehbare, periodische Drahtstruktur (insgesamt 15.5 Perioden mit $d=2.5 \text{ mm}$). Bei 17 MeV Strahlenergie bewirkt das eine Frequenz von 2.6 GHz mit einem Abstimmungsbereich von .6 GHz ($\pm 30^\circ$). Resonanzen erwarten wir bei $n \approx 13$ und $1 \sim n-1$. Das Signal von drei Detektoren direkt hinter der RF-Zone (L2), 5-10 cm (L4) und etwa 25 cm (L3) dahinter ist in der Abbildung 65 wiedergegeben. Auf eine Messung des Winkels wurde verzichtet, da bei einer tatsächlichen Resonanz eine symmetrische Struktur hätte auftreten müssen, wobei der Effekt in Abhängigkeit von der Strahlgeschwindigkeit bei anderen Winkeln erscheinen sollte. Diese Abhängigkeit konnte für die Strukturen der G7-Messung

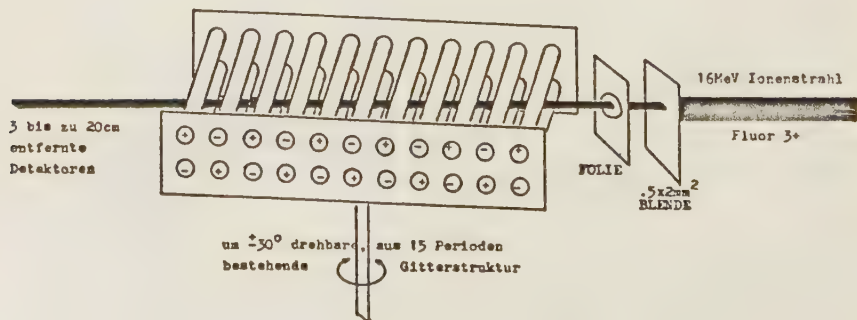


Abbildung 64: Realisierung einer periodischen Feldverteilung.

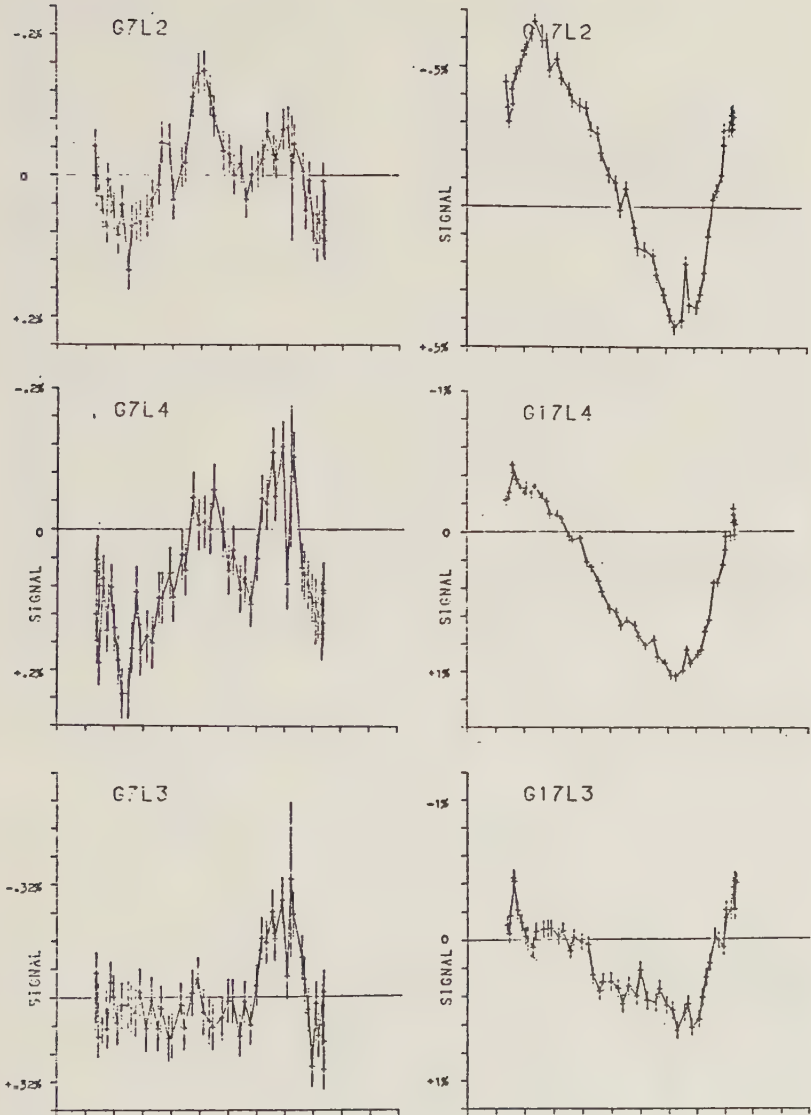


Abbildung 65: Signal in Abhängigkeit vom Drehwinkel gemessen bei 17MeV: G7 mit einer Spannung von 5V und G17 mit 50V. Eine Einheit auf der x-Achse entspricht einem Winkel von etwa 120mrad.

nicht nachgewiesen werden. Auch die Form des Signals, zum Beispiel für eine hohe Spannung von 50V können wir nicht deuten. Die Größe des Signals läßt aber auf die Beteiligung relativ niedriger n-Zustände schließen, da das Maximum schon einige cm hinter der Wechselwirkungszone erreicht wird.

IV.1.3.3 Laserinduzierter Übergang $n=24 - n'=25$

Im Abschnitt IV.1.2 wurde die Möglichkeit der Anregung eines solchen Übergangs diskutiert. Wir haben gezielt nach einer Resonanzstruktur gesucht und Experimente - ganz ähnlich wie bei den Messungen der Feinstruktur - bei einer Energie von etwa 12.6MeV mit der F44 Linie durchgeführt. Der obere Normierungs-detektor (zwischen Folien- und Laseranregung) war dabei 25cm hinter der Wechselwirkungszone mit dem Laser montiert. Abbildung 66 zeigt das Resultat einer Messung mit hoher Leistung (5W in 0.Ordnung am Gitter ausgekoppelt) allerdings mit schlechter Zählstatistik. Bei einem zweiten, langsamen Durchstimmversuch hatten wir Probleme mit dem Vakuum, so daß diese Experimente abgebrochen werden mußten. Eine Resonanzstruktur ist weder bei Messungen mit hoher noch mit niedriger Leistung (1.5W ausgekoppelt) erkennbar. Überraschend bleibt jedoch die Größe des offsets in den einzelnen Detektoren, auch im Vergleich zu entsprechenden Feinstrukturmessungen bei nur etwas anderen Energien. In Tabelle VIII sind die Ergebnisse vergleichbarer Messungen aufgelistet. Bei H8 und H9 erreicht der offset im

Tabelle VIII

Run Index	Größe des Signals			Strahl- energie	Wellenlänge mit-/gegen- läufig
	Signal- detektoren	5-10cm hinter der Anregung	25cm hinter der Anregung		
H3..5	$+3.5 \cdot 10^{-4}$	$-1.0 \cdot 10^{-3}$	$-1.2 \cdot 10^{-3}$	16.9MeV	881.6/ 961.8cm -1
H8,11	$+8.5 \cdot 10^{-4}$	$-.8 \cdot 10^{-3}$	$-1.5 \cdot 10^{-3}$	12.5MeV	887.0/ 956.0cm -1
H10	$1 \pm 1 \cdot 10^{-4}$	$-.4 \pm .2 \cdot 10^{-3}$	$0 \pm .5 \cdot 10^{-3}$	12.5MeV	887.0/ 956.0cm -1

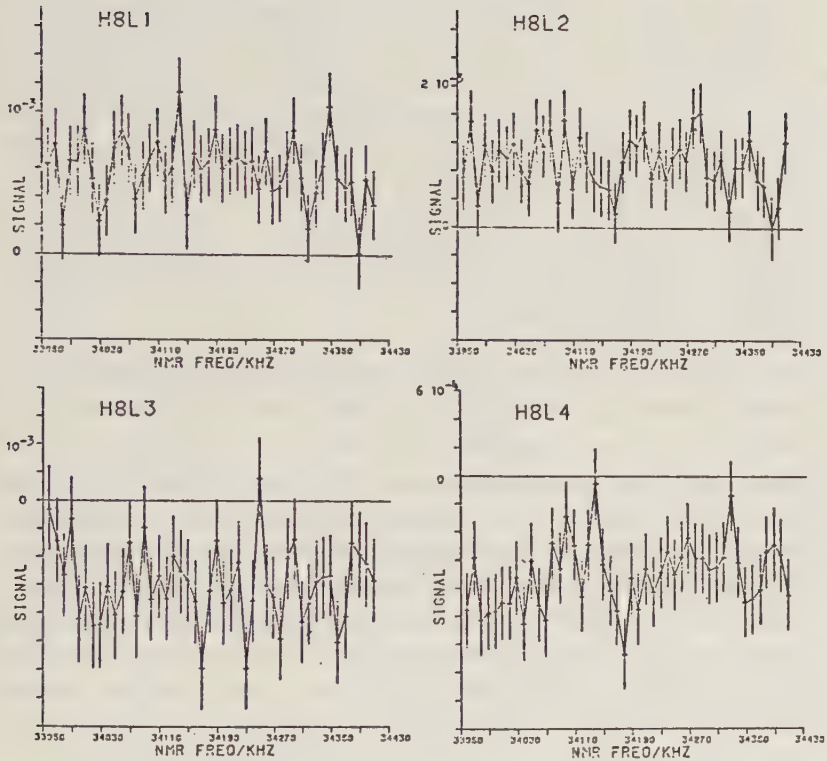


Abbildung 66: Suche nach einer $\Delta n=1$ Resonanz in Helium-ähnlichem Fluor zwischen $n=24$ und $n'=25$ Zuständen.

unteren Signaldetektor (L2) sogar 10^{-3} . Das ist der größte Wert, den wir bei all unseren Experimenten gesehen haben. Aufgrund der Positionsabhängigkeit des offsets in den Signaldetektoren sind auch die Daten der Messungen H3 bis H5 in der Tabelle aufgeführt - eine bewußte Positionsänderung der Detektionsfenster haben wir zwischen den verschiedenen Läufen H3...H11 nicht vorgenommen. Abgesehen von diesem Unterschied im prompten Signal ist auch der offset im hintersten Detektor signifikant vergrößert. Ich glaube, daß dieser $n=24$ nach $n'=25$ Übergang an der Entstehung des verschobenen Untergrundes beteiligt ist. Diese

These wird auch durch die Messung der Strahlenergieabhängigkeit des offsets gestützt. Das Maximum trat bei einer Energie von 10 MeV auf. Mit der P40 CO_2 -Laserlinie entspricht das einer Wellenlänge von 956.5 cm^{-1} im Ruhesystem der Ionen. Das Ausbleiben eines deutlichen Effektes bei Anregung mit niedriger Leistung (Messung H10 mit 1/10 der Leistung der anderen Messungen) kann folgendermaßen erklärt werden: ein deutlicher Effekt tritt nur ab einer gewissen Leistung auf, da in diesem Fall die Leistungsverbreiterung eine komplette Durchmischung aller L-Zustände ermöglicht. Diese Schwelle dürfte bei etwa 1W ausgekoppelter Leistung liegen.

Eine Verifikation dieser Thesen wäre leicht durch Variieren der Laserlinien bei fester Strahlenergie möglich gewesen, denn die Breite der "Resonanz" erlaubt keine Durchstimmung über die Ionenenergie, sondern verlangt vielmehr ein Abtasten zum Beispiel in 2 cm^{-1} Schritten. Das entspricht gerade dem Energieunterschied benachbarter CO_2 -Laserlinien. Der Nachweis einer solchen $\Delta n=1$ -Laserresonanz wäre wegen der beteiligten hohen n-Zustände überraschend, hätte aber abgesehen von der Klärung der Ursache des verschobenen Untergrunds unserer Feinstruktorexperimente, ähnlich wie die gelungene Laseranregung eines $n=9$ nach $n'=10$ Übergangs in Wasserstoff-ähnlichem Fluor (SJM77), keine Bedeutung.

IV.1.3.4 Zusammenfassung der zusätzlichen experimentellen Informationen

Auch mit den auf den letzten Seiten beschriebenen Experimenten ist uns eine eindeutige Interpretation des vom Laser induzierten Signals nicht geglückt. Hier sollen die aus diesen Experimenten gezogenen Schlüsse noch einmal, in zusammengefaßter Form dargestellt werden.

Das umfassendste Material liegt über die Wechselwirkung der Ionen mit dem statischen elektrischen Feld vor. Aus der theoretischen Beschreibung dieser Wechselwirkung folgt, daß Zustände mit gleicher Hauptquantenzahl n beteiligt sind. n ist recht groß: $n > 10$. Dieser Schluß ist aufgrund der Druckabhängigkeit des Effektes, dem Ansteigen des Signals in weiter hinten ange-

brachten Detektoren und der Signalgröße bei geringen Feldstärken von einigen V/cm möglich. Eine theoretische Beschreibung der komplizierten beat-Struktur des Signals ist nicht möglich. Es zeigt sich aus den Messungen der Zeitabhängigkeit des offsets, daß ein mit der Bestrahlungsdauer der Folie korrelierendes Resultat auftritt. Zu einer drastischen Signaländerung sind nur veränderte Kohärenzen der beteiligten Zustände notwendig.

Die Experimente mit der periodischen Feldstruktur zeigen als einzig bemerkenswertes Resultat ein Abweichen von der sonst geltenden Regel, daß das Signal in weiter entfernten Detektoren größer ist. Hier finden wir den größten Unterschied etwa 5-10ns nach der Wechselwirkung. Entsprechend dem sehr einfachen Kaskadenmodell (siehe Anhang A5.), läßt dies auf die Beteiligung relativ niedriger n-Zustände schließen.

Die Versuche zur Anregung eines Übergangs mit dem Laser sind nur wegen der Größe des "nicht resonanten" Signals bemerkenswert. Abschließend möchte ich noch einmal auf die Möglichkeit der Beteiligung von Wasserstoff- und doppelt angeregtem Lithium-ähnlichem Fluor hinweisen. Bei der Suche nach einer Ursache des offset Effektes habe ich mich auf Helium-ähnliches Fluor beschränkt.

IV.2 Bestimmung der 2^3P_1 - 2^3P_2 -Feinstrukturaufspaltung aus den Messungen

Für die Berechnung der energetischen Aufspaltung h über den Dopplereffekt aus einer gemessenen Resonanzkurve sind neben der genau bekannten Laserfrequenz ν_0 die Kenntnis des Winkels zwischen Laser- und Ionenstrahl Θ sowie der Geschwindigkeit v notwendig. Entsprechend der Dopplerformel:

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c} \cos \Theta} \quad (c = \text{Lichtgeschwindigkeit})$$

ist in unserem Aufbau die Geschwindigkeit eine kritische Größe. Soll die Aufspaltung auf 10^{-5} genau vermessen werden, so muß die Energie auf etwa $5 \cdot 10^{-4}$ Genauigkeit bekannt sein. Diese

Forderung läßt sich nur durch eine zur Laserresonanz simultane experimentelle Energiebestimmung erreichen. Der erste Teil dieses Abschnitts beschäftigt sich folglich mit diesem Problem ausführlich, da ich zu etwas anderen Schlüssen gelange als E. Myers (Mye82). Meine Kriterien erlauben dann eine etwas andere Auswahl an Feinstrukturmessungen zur Mittelwertberechnung. Die Auswertung der Laserresonanzmessungen findet man im zweiten Teil dieses Abschnitts. Ich schließe dieses Kapitel mit einem Vergleich von bekannten, experimentell bestimmten Feinstrukturen und mittels der in Abschnitt II.1 erläuterten Theorie berechneten Aufspaltungen. Es handelt sich wegen der exzellenten Übereinstimmung in Helium-ähnlichem Fluor um eine Tabulierung dieser Ionen mit Kernladungen $Z=2\dots 10$.

IV.2.1 Experimentelle Bestimmung der Geschwindigkeit

Der Oxford Tandem van De Graaff Beschleuniger liefert für unser Experiment einen isotopenreinen Fluorionenstrahl, zwei- bis vierfach positiv geladen, mit einer Energieauflösung, die durch den Analysiermagneten und besonders durch dessen Ein- und Austrittsspalt bestimmt ist. Dieser Magnet wurde 1975 neu kalibriert. Folgender Zusammenhang besteht zwischen der Resonanzfrequenz f einer NMR-Probe in MHz (äquivalent zum Magnetfeld), dem Ladungszustand q , der Ionenmasse A in amu ($^{12}\text{C}=12.000$) und der Energie in MeV:

$$k = \frac{E A}{f^2 q^2} \left| 1 + \frac{E}{2 A 931.478} \right|$$

Dabei ist $k=.022749(2)$ die neue Kalibrierungskonstante des Magneten (CLH75). Die Breite der Energieverteilung (FWHM) ist im allgemeinen signifikant kleiner als durch die zu $\Delta E/E=(s_1+s_2)/4R$ gegebene Auflösung des Magneten. In dieser Formel ist R der Radius der Ionenbahn im Magneten ($R=92\text{cm}$) und s_1 und s_2 sind die Ein- und Austrittsspaltbreiten. Die Geschwindigkeit der Ionen während der Wechselwirkung mit dem CO_2 -Laser hängt aber nicht nur von dieser Einschußenergie, sondern auch stark von dem Energieverlust der Ionen in der Kohlenstoff-Folie

ab. Die von uns im Experiment verwendeten Folien hatten eine Massenbelegung von $5(2)\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Dem Energieverlust von etwa $12\text{keV}/\mu\text{g}/\text{cm}^2$ entsprechend ist diese Unsicherheit in der Folien-
dicke untragbar. Wir verwendeten deshalb zur Bestimmung der Ener-
gie nach der Folienwechselwirkung den in Abbildung 67 skizzier-
ten Aufbau eines differentiell gepumpten Gastargets, um darin
 $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ Resonanzen anzuregen. Dazu verwenden wir im Target
Methan oder Wasserstoff. Wir messen Resonanzkurven, indem die
Einschußenergie der Fluorionen variiert wird und die als Folge
der Resonanz auftretenden γ -Quanten um 6.5MeV im Szintillations-
detektor nachgewiesen und dann mit standard Kernphysik-Technik
weiterverarbeitet werden.

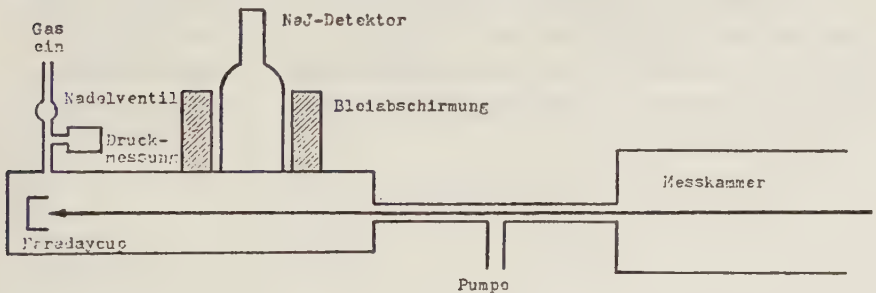


Abbildung 67: Gastarget für $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ -Kernreaktion

Bei Drücken um $2 \cdot 10^{-2}$ Torr regten wir zwei der bekannten Reso-
nanzen dieses Typs an, die bei folgenden Energien (CMS) auf're-
ten: $E_{\text{res}} = 872.11(20) \text{ keV}$ mit der Breite $\Gamma = 4.7(2) \text{ keV}$
und $E_{\text{res}} = 483.8(3) \text{ keV}$ mit der Breite $\Gamma = .9(1) \text{ keV}$.
Der erste Wert ist der von Marion für die Kalibrierung von Be-
schleunigern empfohlene Mittelwert aus verschiedenen, sorgfältig
ausgewählten experimentellen Arbeiten (Mar66). Der zweite Wert
stammt aus den Tabellierungen von Ajzenberg-Selove (Ajz72,78).
Wir erhalten daraus die Resonanzenergie beim Beschuß von ruhen-

den Protonen mit Fluor durch Multiplikation mit A_F/A_H :

$$E_{\text{res}} = 16.438(38) \text{ MeV} \quad \text{und} \quad E_{\text{res}} = 9.1188(57) \text{ MeV.}$$

Im Verlauf der Experimente wurden diese Resonanzen etwa dreißigmal angeregt und im allgemeinen zur genauen Bestimmung der Geschwindigkeit benutzt. Diese Ergebnisse sind in einem anderen Abschnitt tabelliert wiedergegeben. An dieser Stelle will ich ausschließlich die zur Analyse dieser Kernresonanzen wichtigen Punkte besprechen. Die Resonanzkurven sind leicht asymmetrisch - im allgemeinen mit einem Schwanz auf der Seite höherer Energie. Die Position des Resonanzmaximums wird über einen Kurvenfit an die Daten gefunden: Wir passen eine symmetrische Lorentzkurve über etwa zwei Halbwertsbreiten an. Der Untergrund wird als eine Gerade angenommen. In Abbildung 68 ist eine unserer Kernresonanzen dargestellt. Die Asymmetrie führt beim Fit mit einer symmetrischen Lorentzkurve zu einem um einige kHz höheren NMR-Wert für die Resonanz als bei einem aufwendigen Fit mit einer asymmetrischen Lorentzkurve über freiem Untergrund. Dieser Effekt muß bei einer genauen Analyse beachtet werden.

Abbildung 68: Bei 16.4 MeV angeregte $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)$ -Kernreaktion. Gezeigt ist das Resonanzsignal in Abhängigkeit von der Energie der Ionen.

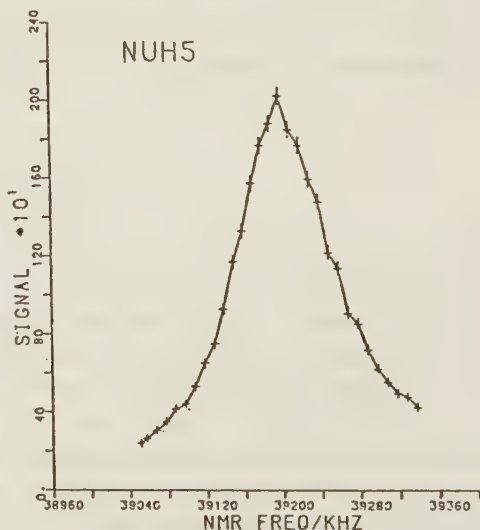


TABELLE DER OHNE KOHLENSTOFF FOLIE GEMESSENEN 16.438 MEV RESONANZEN BEI 4 -FACH POSITIV GELADENEN FLUOR IONEN

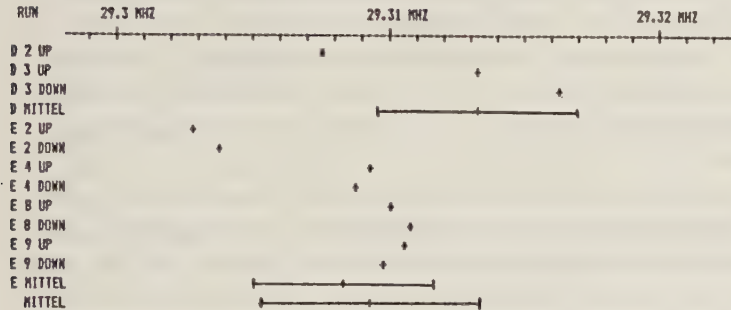


TABELLE DER OHNE KOHLENSTOFF FOLIE GEMESSENEN 16.438 MEV RESONANZEN BEI 3 -FACH POSITIV GELADENEN FLUOR IONEN

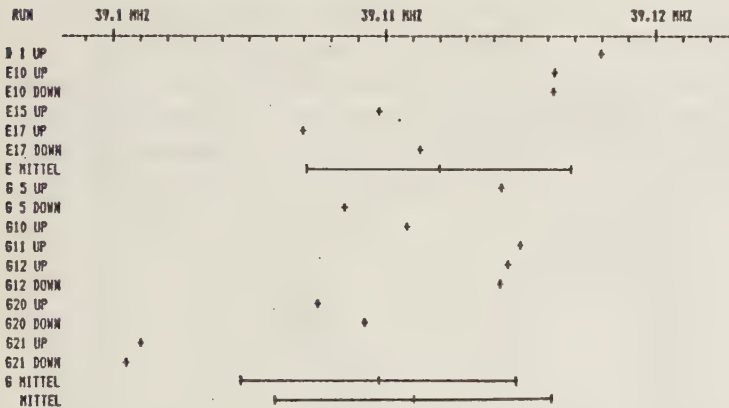
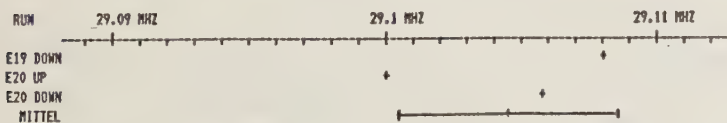


TABELLE DER OHNE KOHLENSTOFF FOLIE GEMESSENEN 9.1188 MEV RESONANZEN BEI 3 -FACH POSITIV GELADENEN FLUOR IONEN



Die Tabellen auf der letzten Seite sind Listen aller Kernresonanzmessungen, die ohne Kohlenstoff-Folie durchgeführt wurden. Das Fitergebnis ist dort graphisch dargestellt. Für Messungen bei unveränderter Position des Analysiermagneten, das heißt, ohne daß der Magnet zu einem anderen Strahlrohr verschoben wurde, sind jeweils auch deren Mittelwerte gezeigt. Ihr Fehler ist um bis zu fünfmal größer als der Fitfehler einer individuellen Messung - der Einzelfehler ist deshalb in den Tabellen nicht verzeichnet.

Die experimentelle Linienbreite der 16.4MeV Resonanz hängt nicht von der Breite der Schlitze am Magneten ab, solange die natürliche Linienbreite groß gegenüber der instrumentellen Auflösung bleibt. Bei den am häufigsten verwendeten Spaltbreiten betrug die Energieunsicherheit weniger als 25keV. Aus den Fits erhalten wir für die Halbwertsbreiten:

$$\Gamma_{16.4\text{MeV}} = 88.1(5.0)\text{keV} \quad \text{und} \quad \text{(ohne Berücksichtigung der Energiebreite im Ionenstrahl)}$$

$$\Gamma_{9.2\text{MeV}} = 23(9)\text{keV}$$

Die gefundenen NMR-Werte für die Maxima der Kernresonanzen müssen infolge des Energieverlustes im Gastarget korrigiert werden. Wir erwarten bei Methan etwa 3keV und bei Wasserstoff einen entsprechend geringeren Energieverlust. In Abbildung 69

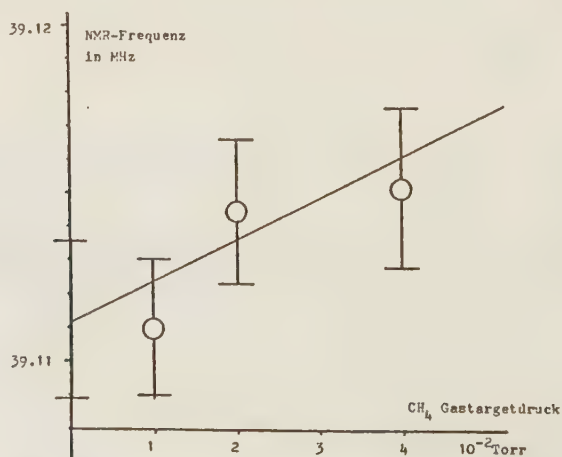


Abbildung 69: Kernresonanz als Funktion des Drucks im Gastarget.

ist die NMR-Frequenz des Maximums der 16.4MeV Resonanz gemessen bei verschiedenen CH_4 Drücken gezeigt. Wir erhalten daraus den experimentellen Energieverlust in unserem Gastarget von etwa $1\text{keV}/10^{-2}\text{Torr}$ mit einer Unsicherheit von 100%.

Nach dieser Druckkorrektur ist es nun möglich, die Kalibrierung des Magneten zu überprüfen. Dazu ist in Abbildung 70 das Verhältnis aus der 1975-er Kalibrierung über die gemittelten NMR-Frequenzen berechneten Energien und der bekannten Energie der Kernresonanzen dargestellt. Es zeigt sich eine signifikante Abweichung vom eigentlich zu erwartenden Wert von 1. Die Energie muß also entsprechend dieser Graphik korrigiert werden. Bei der im allgemeinen von uns verwendeten 16.4MeV Kernresonanz, angeregt mit dreifach geladenen Fluorionen, muß die mit der alten Kalibrierung (1975) berechnete Energie um 51(6)keV erniedrigt werden.

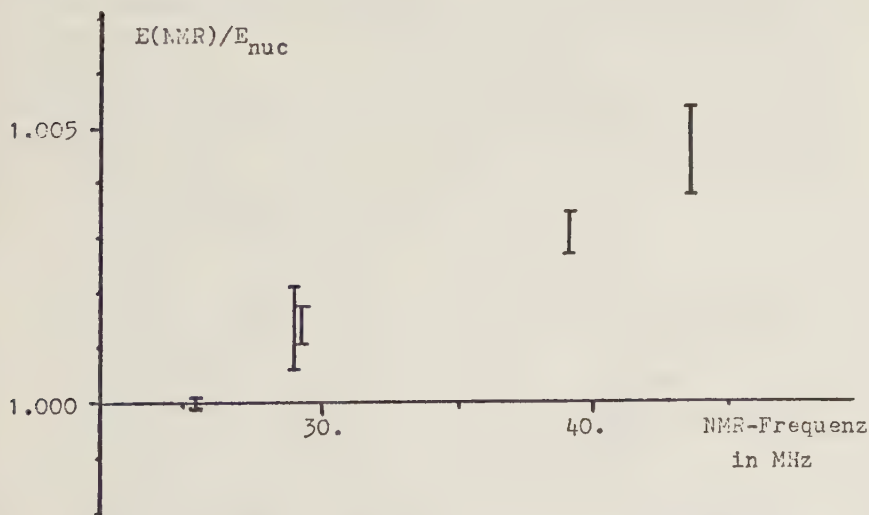


Abbildung 70: Verhältnis der über die Kalibrierung berechneten Energie E_{NMR} (aus NMR-Frequenz) und der bekannten Kernresonanzenergie E_{nuc} .

Diese Korrektur hat ihre Ursache wahrscheinlich in Unzulänglichkeiten des Analysiermagneten.- Eine differentielle Hyster-

rese, definiert als Energiedifferenz zwischen einer Messung mit steigendem und fallendem (up/down) Magnetfeld, konnte allerdings in der angegebenen Größe von $-5 \cdot 10^{-4}$ (CLH75) nicht nachgewiesen werden. Wir finden nur $-5(20) \cdot 10^{-5}$ und vernachlässigen diesen Effekt deshalb in der Auswertung.

Die mit Kohlenstoff-Folien durchgeführten Messungen zeichnen sich durch eine verbreiterte Kernresonanz aus. Für Folien mit einer Massenbelegung von etwa $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ finden wir eine Breite von $106(10)\text{keV}$ im Vergleich zu $88.1(5.0)\text{keV}$ ohne Folie. Daraus kann auf eine durch die Folie bedingte Breite der Energieverteilung von etwa $60(20)\text{keV}$ geschlossen werden. Das ist die mittlere Breite der Energieverteilung aller nach der Folienwechselwirkung auftretenden Ladungszustände. Auch der aus der Position des Maximums einer Kernresonanz bestimmte Energieverlust ist das Mittel aus allen Ladungszuständen. Wie schon im Abschnitt über die Linienform der Laserresonanz bemerkt, ist in unserem Experiment dieser mittlere Energieverlust klei-

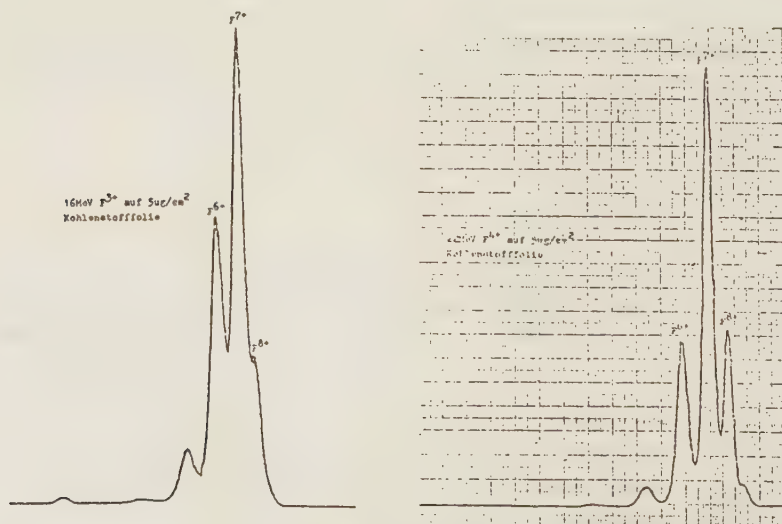
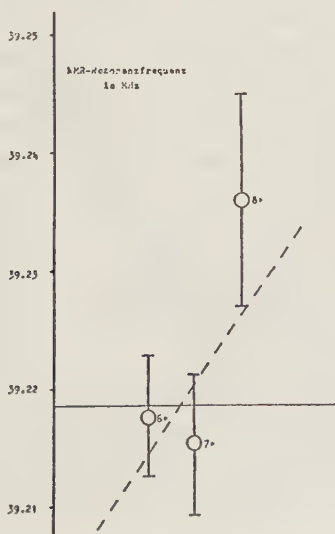


Abbildung 71: Ladungsverteilungen hinter einer $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Folie. Links F^{3+} bei einer Energie von 16 MeV - rechts F^{4+} bei 22 MeV.

ner als der Energieverlust 7-fach geladenen Fluors. Um diesen Effekt nachzuweisen und um einen Eindruck von der Größe der notwendigen Korrektur zu bekommen, wurden ein Elektromagnet etwa 1m vor dem Gastarget und ein schmaler Spalt direkt vor dem Gastarget montiert. Damit war es möglich, eine Ladungstrennung durchzuführen. In Abbildung 71 sind zwei für verschiedene Energien aufgenommene Ladungsverteilungen gezeigt. Auf der x-Achse ist hier der Strom durch den Magneten und auf der y-Achse der im Faradaycup aufgefangene Strahlstrom aufgetragen. Die mittlere Ladung $q=6.7$ nach der Folienwechselwirkung bei 16MeV liegt etwas niedriger als der bei Marion und Young angegebene Wert von $q=6.9$ (MaY68). Wir haben Ladungsverteilungen hinter unterschiedlich dicken Folien aufgenommen (durch Schrägstellen der Folie). Dabei zeigt sich ein Anstieg der Wasserstoff-ähnlichen Ladungszustände, was zu einer mittleren Ladung von $q=6.8$ führt.

Bei konstantem Magnetfeld können Kernresonanzen für bestimmte Ladungszustände nach der Folienwechselwirkung gemessen werden. Die Ergebnisse von 4 Messungen sind in Abbildung 72 wiedergegeben. Es zeigt sich erwartungsgemäß (SCP78,EHH75) ein größerer Energieverlust für höhere Ladungszustände. Da bei uns die mitt-

Abbildung 72: Maximum der Kernresonanz, bei Anregung mit 6-, 7- und 8-fach geladenen Fluorionen nach einer Folienwechselwirkung.



lere Ladung nach der Folienwechselwirkung bei etwa 6.7 liegt, muß die Energie Helium-ähnlichen Fluors etwas niedriger angesetzt werden: 1.6(2.0)keV.

Insgesamt beschreiten wir bei der Auswertung der Kernresonanzen den folgenden Weg:

Die Resonanzkurve wird mit einer symmetrischen Lorentzkurve über etwa 2 Halbwertsbreiten gefittet. Dabei setzen wir den Untergrund als konstant voraus. Die NMR-Frequenz des Maximums wird mit Hilfe der Magnetkalibrierung (CLH75) umgerechnet. Der so erhaltene Energiewert wird dann korrigiert (Werte für 16MeV):

1. Kurvenasymmetrie	-2(2)keV
2. Energieverlust im Gastarget	+1(1)keV/10 ⁻² Torr
3. Magneteichung (entsprechend Abbildung 70)	-51(6)keV
4. Energie Helium-ähnlichen Fluors	-1.6(2.0)keV

IV.2.2 Auswertung der Laserresonanzen

Die Resonanzkurven liegen als Funktion der Resonanzfrequenz der NMR-Probe des Analysiermagnetfeldes vor. Eine Auswertung der Messungen geschieht nun einerseits durch das Anfitten einer symmetrischen Gaußkurve auf linearem Untergrund, mit dem wesentlichen Resultat, die Position des Maximums zu kennen. Andererseits muß die so gefundene NMR-Resonanzfrequenz in die entsprechende Ionengeschwindigkeit übertragen werden, um mit Hilfe des Wechselwirkungswinkels Θ und der Frequenz der Laserlinie ν_0 die Energie der Feinstrukturaufspaltung zu bestimmen. In den Abschnitten IV.2.1 bis 2.3 werde ich diese Punkte diskutieren. In den darauffolgenden Teilen präsentiere ich unsere experimentellen Ergebnisse (IV.2.4), bestimme die Feinstrukturaufspaltung durch Abziehen der berechneten Hyperfeinenergien und vergleiche den so erhaltenen Wert mit Resultaten theoretischer und experimenteller Arbeiten (IV.2.5). Den Schluß dieses Abschnitts stellt der Vergleich von experimentell bestimmten Feinstrukturaufspaltungen der 2^3P -Zustände Helium-ähnlicher Ionen mit $Z=2...10$ mit den theoretisch in dieser Arbeit gefundenen Resultaten dar (IV.2.6).

IV.2.2.1 Bestimmung des Maximums der Resonanzkurve

In Abbildung 73 ist ein weiteres typisches Resultat einer Messung gezeigt. Es handelt sich um die Messung E12 der $3/2-5/2$ Aufspaltung. Gezeigt sind die Signale der beiden Signaldetektoren L1 und L2 beim Durchstimmen der Energie mit steigendem und fallendem Magnetfeld. Da wir die analytische Form der Signalkurve nicht kennen, fitten wir generell eine symmetrische Gausskurve. Der offset wird durch einen linearen Untergrund angepaßt. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis einer solchen Kurvenanpassung dar. Als Fitergebnis für die Position des Maximums erhalten wir $39684.65(.56)\text{kHz}$ bei einer Halbwertsbreite von 32.4kHz . Dieses Fitergebnis muß aber in dreierlei Hinsicht korrigiert werden. Einmal erfordert die Asymmetrie der Resonanzkurve eine Korrektur der Position des Maximums, da der Fit einer symmetrischen Kurve einen zu hohen Energiewert liefert. Bei der Messung G30, dem Ergebnis mit der besten Zählstatistik, läßt sich die Größe dieser Korrektur zu $-6(6)\text{keV}$ abschätzen. Zweitens finden wir bei den kleinen Linienbreiten der Laserresonanzen einen signifikanten Unterschied für Messungen mit steigendem und fallendem Magnetfeld. Die Differenz beträgt

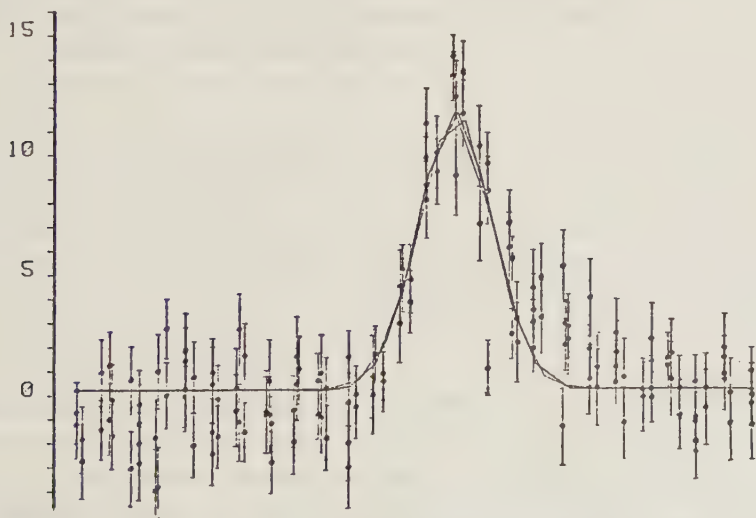


Abbildung 73: Messung des $3/2-5/2$ -Überganges mit der P44 Laserlinie. Die Resonanz tritt bei einer Energie von etwa 16.9MeV auf.

7.4(3.3)keV. Messungen, die zum Beispiel nur aus einer bei steigendem Magnetfeld gewonnenen Kurve bestehen, liefern eine Energie des Maximums, die um 3.7(2.3)keV erhöht werden muß. Die dritte Korrektur bezieht sich auf die Unsicherheit des Fitergebnisses. Schon bei den Kernresonanzen, gemessen an verschiedenen Tagen verteilt über etwa ein halbes Jahr, ist die Streuung der einzelnen Messungen signifikant größer als bei dem Fehler einer Einzelmessung erlaubt. Das deutet auf einen systematischen Fehler im Zusammenhang mit der Impulsanalyse im Magneten hin. Hierbei ist die Tatsache bemerkenswert (CLH75), daß die tatsächliche Breite der Energieverteilung hinter dem Analysiermagneten im allgemeinen deutlich kleiner ist als die der Spaltbreite entsprechende theoretische Breite. Die Energieunschärfe ist proportional zu ΔR (R =Radius der Ionenbahn im Magnetfeld) und damit proportional zur Spaltbreite. Bei einem Ionenstrahlprofil deutlich schmaler als die Spaltbreite wird die Energieunschärfe nur durch die Breite dieses Profils bestimmt. Verkleinert man in diesem Fall Ein- und Austrittsspalt des Magneten, so nimmt bei sonst gleichen Bedingungen die Transmission nur geringfügig ab. Wir konnten zum Beispiel beim Halbieren der Spaltbreiten auf 100^m einerseits ein Absinken der Transmission um nur 17% beobachten, während andererseits in ähnlichen Fällen ein bis zu 90%-tiger Intensitätsverlust auftrat. Letzteres deutet auf ein asymmetrisches Strahlprofil oder einen versetzten Strahlengang hin. Diese Tatsache zusammen auch mit abbildenden Elementen vor und hinter dem Analysiermagneten führen wahrscheinlich zu den relativ großen Streuungen. Um dies ausreichend zu berücksichtigen, erhöht sich der Fitfehler um einen Betrag proportional zur Energieauflösung des Analysiermagneten. Ich wähle 1/4 der Halbwertsbreite der über Spaltbreiten und Bahnradius bestimmten instrumentellen Auflösung.

Bestimmung der der NMR-Frequenz entsprechenden Resonanzenergie

Das aus dem Fit und den notwendigen Korrekturen bestimmte NMR-Frequenzmaximum muß (ähnlich der Kernresonanzauswertung) in die entsprechende Energie der Ionen umgesetzt werden. Dabei sind zwei Punkte zu beachten. Erstens muß die über die 1975-er

Magnetkalibrierung (DLH75) berechnete Energie mit Hilfe der in Abbildung 70 gezeigten Kurve korrigiert werden. Der Fehler dieser Korrektur beträgt bei 17MeV etwa 6.2keV und setzt sich zusammen aus den quadratisch addierten Beiträgen aus der Unsicherheit in der Kenntnis der Kernresonanzenergie (3.8keV), im Energieverlust im Gastarget (2keV), im Fitfehler (4keV) und durch die Asymmetrie der Resonanzkurve (2keV).- Zweitens muß von dieser so berechneten Energie der Energieverlust in der Kohlenstoff-Folie subtrahiert werden und außerdem ist eine weitere Korrektur notwendig, um die Energie Helium-ähnlicher Ionen nach der Folienwechselwirkung zu erhalten. Der Energieverlust wurde durch die Anregung der Kernresonanzen mit und ohne Folie experimentell bestimmt und ist mit einer Unsicherheit von 5.7keV behaftet ($\sqrt{2}$ Fitfehler). Wegen der Ladungsabhängigkeit des Energieverlustes ziehe ich 1.6(2.0)keV von der Energie ab, um die Energie des resonanten Helium-ähnlichen Ladungszustands zu erhalten.

Aus dem im letzten Abschnitt diskutierten Vorgehen bei der Analyse der Messungen erhalten wir die Energie bei der die Resonanz mit dem Laser auftritt. Bei einer mittleren Halbwertsbreite der Resonanzkurven von 35(6)keV kennen wir diese Energie auf typisch 12keV genau. Für die Berechnung der atomaren Aufspaltung sind nun nur noch der Winkel zwischen Laser- und Ionenstrahl sowie die genaue Laserfrequenz notwendig.

IV.2.2.2 Bestimmung des Winkels zwischen Laser- und Ionenstrahl

Der Wechselwirkungswinkel Θ wurde nach jeder Messperiode (gekennzeichnet durch C,D,E,G,H) geometrisch bestimmt (siehe Abbildung 74). Die Bahn des Ionenstrahls ist durch eine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ Blende kurz vor der Kohlenstoff-Folie und den etwa 7m entfernten, etwa $2 \times 2 \text{ cm}^2$ großen Quadrupolspalten definiert. Auf diese Achse ist das Teleskop justiert. Die Strahlachse des Lasers ist definiert durch die mit dem Lasermonitor gemessene Position des Strahls an der Wechselwirkungszone und dem Zentrum der Linse. Während die Position des Fokus auf etwa 1mm genau bekannt ist, ergibt die Positionsbestimmung des Strahls am Ort der Linse (mit Hilfe eines Metallnetzes, dessen Glühen auch

innerhalb des Laserresonators eine grobe Prüfung zuläßt) eine Ungenauigkeit von 3mm. Der Winkel θ wird geometrisch über das Messen der Strecken a und b bestimmt. Die Genauigkeit mit der er dann bekannt ist, beträgt etwa 2mrad.

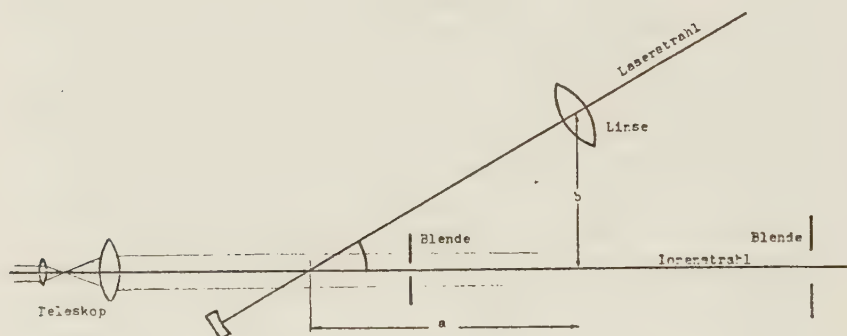


Abbildung 74: Skizze zur Messung des Winkels zwischen Laser- und Ionenstrahl.

IV.2.2.3 Frequenz der Laserlinien

Die Frequenzen der verschiedenen CO_2 -Laserlinien werden im allgemeinen über sogenannte beat-Frequenzmessungen zwischen benachbarten Linien experimentell bestimmt. Petersen et al. (PDC74) haben solche Messungen an der häufigsten Isotopenkombination $^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$ und Freed et al. (FBD80) auch an anderen Kombinationen durchgeführt. Die absoluten Frequenzen werden aus dem Vergleich mit gewissen an das Cäsium-Frequenzstandard angekoppelten Linien gewonnen (EWF73, EvP76). Die absoluten Frequenzen der verschiedenen CO_2 -Laserlinien wurden also über Dopplereffekt-freie Methoden gewonnen. Corcoran et al. (CMS73) haben die Linienform der P20 Linie im $10.4\mu\text{m}$ -Band unter gewissen Bedingungen (Gasdruck und Temperatur) untersucht. Aus ihren Ergebnissen können wir bei 17Torr Gasdruck auf eine inhomogene Linienbreite von etwa 100MHz schließen. Ohne Stabilisierung des Lasers, ist die Laserfrequenz auf $2 \cdot 10^{-6}$ genau bekannt. Das entspricht der halben Linienbreite. Die Druckverschiebung spielt keine Rolle: im allgemeinen ist die sogenannte "pressure shift" von molekularen Übergängen min-

destens 100 Mal kleiner als die Stoßverbreiterung der Linie (Let76). Wir vernachlässigen deshalb die Druckverschiebung in der Auswertung.

IV.2.3 Ergebnisse

Bevor ich die Ergebnisse unserer Messungen präsentiere, sollen noch einmal in tabellarischer Übersicht (Tabelle IX) alle Beiträge zum Fehler einer einzelnen Messung dargestellt werden. Diese Beiträge wurden in den letzten Abschnitten näher erläutert. Weitere, hier nicht näher diskutierte (systematische) Effekte liefern vernachlässigbare kleine Korrekturen (siehe zum Beispiel Mye82).

Tabelle IX

Beiträge zum Fehler einer Messung

Unsicherheit durch	typische Größe	in cm^{-1}
Energieauf- lösung	12keV	.015
Linienform	6keV	.007
up/down Korrektur	2.3keV	.003
Energie- verlust	5.7keV	.007
Ladungsab- hängigkeit	2keV	.003
Energie- eichung	6.4keV	.008
Winkel	2mrad	.006
Frequenz des Lasers	50MHz	.002
	TOTAL	.021

Die grobe Gliederung der nun folgenden Tabellen, welche die ausgewerteten Messungen zeigen, ergibt sich aus den drei die atomare Aufspaltung letztendlich über die Dopplerformel bestimmenden Größen: Geschwindigkeit (Energie), Winkel und Frequenz der Laserlinie. Zur endgültigen Auswertung werden alle Laserresonanzmessungen herangezogen, wenn für die dabei verwendeten Folien eine experimentelle Bestimmung des Energieverlustes möglich war. Bei den C-Messungen geschah diese Bestimmung mit den in festen Wasstofftargets angeregten Kernresonanzen. In den Tabellen X, XI und XII sind diese Messungen aufgelistet. In der zweiten Spalte ist angegeben, wie die Daten gemittelt wurden. Im allgemeinen bestehen die Datensätze aus einer Messung mit steigendem (up) und fallendem (down) Magnetfeld für die beiden Signaldetektoren L1 und L2. So entspricht zum Beispiel die Messung E15 wegen der beiden Detektoren und den up/down Messungen den vier explizit aufgeführten Ergebnissen von E1. Das wird bei der endgültigen Mittelwertberechnung berücksichtigt. Die Angabe der Spaltbreite (Ein- und Austrittsspalt des Analysiermagneten sind gleichgroß) erfolgt in 1/1000inch. Die Laserlinien gehören immer zum 10.4 μ m-Band. In den nächsten beiden Spalten sind die Ergebnisse der Computerfits in Form der Position des Maximums und der Breite (FWHM) der gefitteten Gaußfunktion wiedergegeben. Beim Energieverlust handelt es sich um eine Angabe der NMR-Frequenzdifferenz von entsprechenden Kernresonanzmessungen mit und ohne Folie. Der daraus und unter Anbringen der verschiedenen diskutierten Korrekturen gewonnene Energiewert ist die Resonanzenergie mit deren Hilfe beim angegebenen Winkel und der zur Linie gehörenden Frequenz die Aufspaltung der Feinstruktur-niveaus berechnet werden kann. Der Fehler der Einzelmessung setzt sich aus der quadratischen Summe der in Tabelle IX aufgeführten Beiträge zusammen. Als endgültiges Ergebnis benutze ich den aus den tabellierten Werten berechneten gewichteten Mittelwert mit entsprechend gewonnenem Fehler. Bei der 3/2-3/2 Komponente ist dieses Vorgehen nicht möglich. Hier erhöhe ich zur Sicherheit den Fehler der Einzelmessung auf $.030\text{cm}^{-1}$. Die Ergebnisse für die drei gemessenen Intervalle sind aus Tabelle XIII ersichtlich. Abbildung 75 gibt noch einmal einen Überblick über die Streuung der zum Mittelwert beitragenden experimentellen Resultate.

Tabelle X

Ergebnisse der $2^3P_{1,F} - 2^3P_{2,F}$ Resonanzmessungen
3/2-5/2-Übergang

RUN INDEX	BEMERKUNG	LADUNG	SPALT- BREITE	LASER LINIE	WINKEL IN MRAD	RESONANZ NMR IN MHZ	FWM IN KHZ	ENERGIE VERLUST IN KHZ	RESONANZ ENERGIE IN MEV	FS-INTERVALL IN 1/CM
C 6	nur up	L1+L2	3 +	P44	84,0	39,659	42,9	52	16,872	961,791 + .033
C10	nur up	L1+L2	3 +	P44	84,0	39,65	44,5	36	16,878	961,798 + .018
D 4	nur up	L1+L2	4 +	P44	85,2	39,714	26,5	38	16,866	961,78 + .021
D 4	nur down	L1+L2	4 +	P44	85,2	39,721	30,9	38	16,866	961,781 + .021
E 1	nur up	nur L1	4 +	P44	86,4	39,733	33,4	84	16,835	961,738 + .033
E 1	nur down	nur L1	4 +	P44	86,4	39,743	32,1	84	16,84	961,744 + .033
E 1	2. up	nur L1	4 +	P44	86,4	39,739	28,7	84	16,839	961,742 + .033
E 1	2. down	nur L1	4 +	P44	86,4	39,744	24,6	84	16,844	961,749 + .033
E11	up+down	L1+L2	3 +	P44	86,4	39,68	47,7	87	16,857	961,765 + .023
E12	up+down	L1+L2	3 +	P44	86,4	39,684	32,4	89	16,858	961,766 + .021
E15	up+down	L1+L2	4 +	P44	86,4	39,759	34,7	91	16,854	961,761 + .021
G30	up+down	L1+L2	3 +	P44	85,2	39,69	46,7	118	16,839	961,746 + .021
H 3	nur up	nur L1	3 +	P44	85,2	39,7	47,8	89	16,874	961,791 + .017

Tabelle XI

Ergebnisse der $2^3P_{1,F} - 2^3P_{2,F}$ Resonanzmessungen
1/2-3/2-Übergang

RUN INDEX	BEMERKUNG	LADUNG	SPALT- BREITE	LASER LINIE	WINKEL IN MRAD	RESONANZ NMR IN MHZ	FWHM IN KHZ	ENERGIE VERLUST IN KHZ	RESONANZ ENERGIE IN MEV	FS-INTERVAL IN 1/CM	
C 7	nur up	L1+L2	3 +	200	P44	84.0	31.92	61.3	94	10.91	953.629 +- .029
C 8	nur up	L1+L2	3 +	200	P44	84.0	31.929	87.8	94	10.917	953.64 +- .029
C 9	nur up	L1+L2	3 +	200	P44	84.0	31.869	72.1	61	10.898	953.611 +- .029
E 4	nur up	L1+L2	4 +	120	P50	86.4	28.694	22.8	73	15.69	953.608 +- .023
E 4	nur down	L1+L2	4 +	120	P50	86.4	28.701	26.9	73	15.69	953.608 +- .023
E 4	2-up	L1+L2	4 +	120	P50	86.4	28.697	34.3	73	15.69	953.608 +- .023
E 6	up+down	nur L1	4 +	120	P50	86.4	28.696	40.3	62	15.7	953.621 +- .023
E10	up+down	L1+L2	3 +	120	P50	86.4	38.276	45.1	83	15.687	953.604 +- .023

Tabelle XII

3/2-3/2-Übergang

RUN INDEX	BEMERKUNG	LADUNG	SPALT- BREITE	LASER LINIE	WINKEL IN MRAD	RESONANZ NMR IN MHZ	FWHM IN KHZ	ENERGIE VERLUST IN KHZ	RESONANZ ENERGIE IN MEV	FS-INTERVALL IN 1/CM
629	up+down nur L1	3 +	100	R30	85.2	38.864	48.0	105	16.146	941.149 +- .02

Tabelle XIII

Experimentelle Ergebnisse

Intervall $2^3P_1 - 2^3P_2$ $F - F'$	experimentelles Ergebnis (cm^{-1})
3/2-5/2	961.768(25)
1/2-3/2	953.614(26)
3/2-3/2	941.149(30)



Abbildung 75: Streuung der experimentellen Ergebnisse.

IV.3.1 Feinstrukturaufspaltung Δv_{12} Helium-ähnlichen Fluors

Um die Feinstrukturaufspaltung Δv_{12} aus den experimentellen Ergebnissen zu erhalten, muß der theoretisch bestimmte Hyperfeinstrukturanteil subtrahiert werden. In Tabelle XIV ist dies mit den in Abschnitt II.2 abgeschätzten Hyperfeinbeiträgen geschehen, wobei wir die Unsicherheit in dieser Rechnung vernachlässigen.

Tabelle XIV

Bestimmung der Feinstrukturaufspaltung

Intervall $F - F'$	experimentelles Ergebnis	HFS-Anteil	Feinstruktur- intervall
3/2-5/2	$961.768(25) \text{ cm}^{-1}$	-3.897 cm^{-1}	957.871 cm^{-1}
1/2-3/2	$953.614(26) \text{ cm}^{-1}$	4.291 cm^{-1}	957.905 cm^{-1}
3/2-3/2	$941.149(30) \text{ cm}^{-1}$	16.714 cm^{-1}	957.863 cm^{-1}
Mittelwert			$957.88(2) \text{ cm}^{-1}$
theoretisches Ergebnis			$957.87(6) \text{ cm}^{-1}$

Der aus den so gewonnenen Daten gebildete Mittelwert zeigt eine exzellente Übereinstimmung mit der in dieser Arbeit abgeschätzten Feinstruktur. Eine detaillierte Analyse dieses Ergebnisses will ich auch an Hand anderer Daten vornehmen. Dazu sind in Tabelle XV experimentelle und theoretische Resultate anderer Arbeiten zusammengestellt. Vergleicht man die experimentellen Ergebnisse, so stellt man im Rahmen der Fehlerangaben Übereinstimmung mit den auf "klassischem Weg" gewonnenen Daten fest. Die hundertfache Verbesserung der Genauigkeit bei unserem Resultat erlaubt jedoch nun einen empfindlichen Test der Theorie und dabei besonders Z-abhängiger Effekte. So zeigt sich eben eine deutliche Diskrepanz zum Ergebnis von Accad et al., die nur Effekte proportional $\alpha^2 Z^4 \dots$ und $\alpha^3 Z^4 \dots$ betrachten. Eine viel bessere Übereinstimmung erzielt Drake durch die zusätzlichen Terme proportional $\alpha^4 Z^6$ und $\alpha^4 Z^5$, $\alpha^6 Z^8$ und $\alpha^6 Z^7$, Wie die Abschätzungen in dieser Arbeit zeigen, hat die trotzdem verbleibende Diskrepanz ihre Ursache nicht im entscheidenden Maß in Beiträgen 2.Ordnung höherer n-Zustände, sondern der Term proportional zu $\alpha^4 Z^4$ ist dafür verantwortlich! In Abschnitt II.1 gelang die Abschätzung des Entwicklungskoeffizienten dieses Terms aus dem Vergleich der ersten beiden Koeffizienten der Reihenentwicklung mit dem für Z=2 bekannten Wert des Operators proportional zu α^4 . Die Unsicherheit des theoretischen Resultates

Tabelle XV

Vergleich unserer Resultate mit
Ergebnissen anderer Arbeiten:
Feinstrukturintervalle Helium-ähnlichen Fluors

Autor	Art der Arbeit	ΔV_{01} in cm^{-1}	ΔV_{12} in cm^{-1}
Engelhardt, Sommer (EnS71)	exp.	158(3)	957(3)
Klein et al. (Kle80, Mye82)	exp.	149(2)	958(2)
diese Arbeit	exp.		957.88(2)
Accad et al. (APS71, SAP73)	theo.	151.04	955.26
Drake (Dra81)	theo.	150.05	957.51
diese Arbeit	theo.	150.59(4)	957.87(6)

tats entspricht in etwa der Größe des Terms proportional zu $\alpha^4 Z^3$. Myers (Mye82) schätzt zwei weitere, in meiner Rechnung nicht enthaltene Effekte höherer Ordnung ab. Die Massenspolarisation gemischt mit der Spin-Bahn-Wechselwirkung bewirkt eine Reduzierung des 12-Intervalls von $.018\text{cm}^{-1}$, während die QED-Korrektur (anomalies magnetisches Moment des Elektrons) des Singulett-Triplett-Mischungs-Matrixelementes (E_{st}) eine Vergrößerung des Intervalls von $.036\text{cm}^{-1}$ zur Folge hat. Beide Verschiebungen sind klein gegenüber dem für das theoretische Resultat angegebenen Fehler.

IV.2.3.2 Feinstruktur der 2^3P -Zustände Helium-ähnlicher Ionen

Die exzellente Übereinstimmung unserer experimentellen und theoretischen Resultate läßt es interessant erscheinen, die theoretischen Ergebnisse auf andere Helium-ähnliche Ionen zu übertragen. In den folgenden Tabellen sind die theoretischen Werte der Feinstrukturintervalle von $Z=2\dots 10$ wiedergegeben.

Zum Vergleich sind auch experimentelle Ergebnisse aufgeführt. Dabei handelt es sich um die Tabellierung von Myers (Mye82). Die theoretischen Werte enthalten bis auf die über die Verwendung der für endliche Kernmasse korrigierten Rydbergkonstanten hinausgehende Masseneffekte alle in Kapitel II.1 diskutierten Beiträge. Das sind im einzelnen: Die von Accad et al. (AFS71) berechneten Erwartungswerte des Breit-Pauli-Operators, die von denselben Autoren angegebenen Korrekturen aufgrund des anomalen magnetischen Moments des Elektrons, die von Schiff et al. (SAP73) berechnete Singulet-Triplet-Mischungskorrektur (pro-

Tabelle XVI

ΔV_{01} Intervall der 2^3P -Zustände
Helium-ähnlicher Ionen [cm^{-1}]

Z	EXPERIMENT	THEORIE
2	-0.9879122(12) FHH80	-0.98790(30)
3	-5.1934(8) BKN79 -5.1948(12) HRG80	-5.1970(15)
4	-11.3(1.0) Eid72 -11.5(2.1) Loe73	-11.5734(48)
5	-16.0(1.8) Ed152	-16.245(11)
6	-12.9(1.4) EdL70	-12.614(24)
7	15.1(1.6) Bak73	8.463(46)
8	58.5(4.2) EnS71 61.4(3.1) Bak73 57.3(2.6) SAP81	58.416(78)
9	157.8(4.2) EnS71 149. (2.) Kle81	150.55(12)
10	299.4(3.4) EnS71	299.57(19)

portional zu α^2). Dazu kommen die Beiträge proportional zu α^4 und höher: die entsprechend dem Drakeschen Ansatz berechneten Glieder (DraB1) und der über den Vergleich mit der kompletten Berechnung des Operators proportional α^4 für Helium gewonnene Term $\alpha^4 Z^4$. Außerdem enthalten die theoretischen Werte die höheren Anteile in der Singulett-Triplett-Mischung und die grobe Abschätzung des Einflusses der $1s3p$ -Konfiguration. Da bei dieser Korrektur nur der erste Koeffizient der Entwicklung bekannt ist, kommt es besonders bei kleinen Kernladungszahlen zu erheblichen Unterschieden zwischen Theorie und Experiment: Ein Vergleich der so berechneten Verschiebungen mit den Ergebnissen aus

Tabelle XVII

Δv_{12} Intervall der 2^3P -Zustände
Helium-ähnlicher Ionen [cm^{-1}]

Z	EXPERIMENT	THEORIE
2	-.07642607(17) FHH80	-.07565(12)
3	2.0906(8) BKN79 2.0897(12) HRB80	2.09240(61)
4	15.3(1.0) Eid72 14.8(.3) Loe73	14.8948(19)
5	52.3(.8) Ed152	52.6638(47)
6	135.5(1.4) EdL70	135.8042(99)
7	290.5(.8) Bak73	291.010(18)
8	551.5(4.2) EnS71 554.6(1.0) Bak73 553.4(3.5) SAF81	551.579(31)
9	956.6(4.2) EnS71 958.(2.) Kle81	957.853(51)
10	1554.2(2.7) EnS71	1557.781(78)

Tabelle III zeigt die fehlende Kompensation der Wechselwirkungsenergie durch höhere Terme in der Entwicklung. Unsere theoretischen Ergebnisse sind deshalb nur für hochionisierte Helium-ähnliche Systeme sinnvoll. Sie befinden sich dann aber in ausgezeichnete Übereinstimmung mit der ebenfalls in dieser Arbeit beschriebenen präzisen Messung.

Tabelle XVIII

$\Delta\nu_{o2}$ Intervall der 2^3P -Zustände
Helium-ähnlicher Ionen [cm^{-1}]

Z	EXPERIMENT	THEORIE
2	-1.0643376(7) FHH80	-1.06355(32)
3	-3.1028(2) BKN79 -3.1051(12) HRG80	-3.1046(16)
4	4.0(1.0) Eid72 3.3(2.1) Loe73	3.3214(52)
5	36.3(.8) Ed152	36.419(12)
6	122.6(1.4) EdL70	123.190(26)
7	305.6(1.6) Bak73	299.474(49)
8	610.0(4.2) EnS71 616.0(3.1) Bak73 610.0(1.9) SBT77 610.7(3.5) SAP81	609.996(85)
9	1114.4(4.2) EnS71 1116.4(5.9) SAP81 1107.(2.) K1e81	1108.41(13)
10	1853.6(2.7) EnS71 1852.9(3.5) SBT77	1857.35(21)

V. Zusammenfassung

Mit Hilfe über den Dopplereffekt abgestimmten CO_2 -Laserlichts gelang die direkte Spektroskopie durch Stoßanregung in Folien erzeugter 2^3P -Zustände Helium-ähnlichen Fluors. Damit wurden erstmalig Präzisionsmessungen der Fein- und Hyperfeinstruktur hochionisierter Zwei-Elektronen-Systeme durchgeführt. Wir erhalten für die Hyperfeinkomponenten des $2^3\text{P}-\Delta V_{12}$ -Intervalls:

$F' - F$	
3/2-5/2	$961.768(25)\text{cm}^{-1}$
1/2-3/2	$953.614(26)\text{cm}^{-1}$
3/2-3/2	$941.149(30)\text{cm}^{-1}$

Eine verbesserte Berechnung der Hyperfeinaufspaltung, im wesentlichen durch Berücksichtigung der Singulett-Triplett-Mischung, erlaubt die Bestimmung des Feinstrukturintervalls aus den Messungen:

$$\Delta V_{12} = 957.88(2)\text{cm}^{-1}$$

Dieser Wert ist in ausgezeichnete Übereinstimmung mit der ebenfalls in dieser Arbeit berechneten Aufspaltung:

$$\Delta V_{12} = 957.87(6)\text{cm}^{-1}$$

Anhang A1: Hamiltonoperator in Breit-Pauli-Näherung

Die Operatoren H_1 in $H_{\text{per}}^{\text{BP}}$ sind im einzelnen (BeS57, Ste63, SLP65):

$$H_1 = -1/8 \left(\vec{p}_1^4 + \vec{p}_2^4 \right)$$

H_1 beinhaltet relativistische Effekte aufgrund der Abhängigkeit der Elektronenmasse von der Geschwindigkeit.

$$H_2 = - \frac{1}{2Z} \left(\frac{\vec{p}_1 \vec{p}_2}{r_{12}} + \frac{\vec{r}_{12} (\vec{r}_{12} \vec{p}_1) \vec{p}_2}{r_{12}^3} \right)$$

H_2 enthält die nichtelektrostatische Wechselwirkung der sich bewegendenden Elektronen (retardierte elektromagnetische Wechselwirkung).

$$H_3 = H_{e,so} + H_{Z,so} \quad (\text{ADM59})$$

$$H_{e,so} = \frac{1}{Zr_{12}^3} \left(\vec{s}_1 (\vec{r}_{12} \times \vec{p}_2) - \vec{s}_2 (\vec{r}_{12} \times \vec{p}_1) \right)$$

$$H_{Z,so} = \frac{1}{2} \left(\frac{\vec{1}_1 \vec{s}_1}{r_1^3} + \frac{\vec{1}_2 \vec{s}_2}{r_2^3} \right) + \frac{1}{2Zr_{12}^3} \left((\vec{r}_{12} \times \vec{p}_2) \vec{s}_1 - (\vec{r}_{12} \times \vec{p}_1) \vec{s}_1 \right)$$

H_3 repräsentiert die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Er ist hier unterteilt in $H_{Z,so}$ und $H_{e,so}$. $H_{Z,so}$ beschreibt die Kopplung des Elektronenspins mit seinem eigenen Bahndrehimpuls durch das Coulombfeld von Kern und anderem Elektron. $H_{e,so}$ ist die magnetische Energie des Spins eines Elektrons im, durch den Bahndrehimpuls des anderen produzierten Magnetfeld. Diese Unterteilung ist nicht identisch mit der Aufteilung der Spin-Bahn-Wechselwirkung in Spin-eigene Bahn- und Spin-andere Bahn-Wechselwirkung!

$$H_4 = \frac{1}{4} \left(\vec{p}_1 \left(\frac{\vec{r}_1}{r_1^3} - \frac{\vec{r}_{12}}{Zr_{12}^3} \right) + \vec{p}_2 \left(\frac{\vec{r}_2}{r_2^3} + \frac{\vec{r}_{12}}{Zr_{12}^3} \right) \right)$$

Dieser Term stammt aus der Diractheorie und beschreibt die Wechselwirkung des mit dem Impuls $\vec{p}_1$ assoziierten elektrischen Moments im Coulombfeld des Kerns und des anderen Elektrons.

$$H_5 = -\frac{8\pi}{3} \left(\frac{\vec{s}_1 \vec{s}_2}{z} \right) \delta(\vec{r}_{12}) + \frac{1}{z r_{12}^3} \left(\vec{s}_1 \vec{s}_2 - \frac{3(\vec{s}_1 \vec{r}_{12})(\vec{s}_2 \vec{r}_{12})}{r_{12}^2} \right)$$

H_5 ist letztendlich die Spin-Spin-Wechselwirkung der beiden Elektronen.

In diesen Formeln sind $\vec{p}_1$ und $\vec{p}_2$ die Impulse der beiden Elektronen, $\delta(r)$ ist die dreidimensionale Deltafunktion, $\vec{s}_1$ und $\vec{s}_2$ sind die Pauli-Spinoperatoren und $\vec{r}_{12} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, die Differenz der beiden Ortsvektoren. Der Hamiltonoperator ist in "scaled atomic units" hingeschrieben (in Einheiten von $2Z$ Ry).

Die für die Feinstrukturaufspaltung verantwortlichen (Spin-abhängigen) Operatoren sind H_3 und H_5 . Wie Breit und Inglis (Bre30, Ing42) gezeigt haben, können die Feinstrukturintervalle als Linearkombination dreier verschiedener komplizierter Integrale geschrieben werden:

$$\Delta V_{01} = E_{3P_1} - E_{3P_0} = C + 5D$$

$$\Delta V_{21} = E_{3P_1} - E_{3P_2} = -2C + 2D$$

C stammt aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung und kann deshalb entsprechend H_3 unterteilt werden: $2C = 2C_Z - 3C_e$. D repräsentiert die Spin-Spin-Wechselwirkung. Die Berechnung der drei Integrale ist bei den sehr komplizierten nichtrelativistischen Wellenfunktionen (mit bis zu über 500 Termen in der Entwicklung) sehr aufwendig, sie wurde aber mit ausreichender Genauigkeit von Accad et al. (APS71) für $Z=2...10$ durchgeführt.

Layzer und Bahcall (LaB62) haben gezeigt, daß für relativistische Eigenwerte eine doppelte Potenzreihenentwicklung in Z^{-1} und $\alpha^2 Z^2$ möglich ist:

$$E = Z^2 \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} E_{ij} Z^{-i} (\alpha^2 Z^2)^j$$

Für die in der Breit-Pauli-Näherung (nur relativistische Glieder proportional α^2) berechneten Energieeigenwerte bedeutet das:

$$\langle | H_O^{BP} + H_{per}^{BP} | \rangle = Z^2 \sum_{i=0}^{\infty} (E_O(i) Z^{-i} + E_{per}(i) Z^{-i} (\alpha^2 Z^2))$$

$$\langle H_O^{BP} \rangle \quad \langle H_{per}^{BP} \rangle$$

Die ersten Koeffizienten der nichtrelativistischen H_O^{BP} Energieeigenwerte sind in "atomic units" (Bla76):

Entwicklungskoeffizient	Erwartungswert	
	$\langle 2^3P H_O^{BP} 2^3P \rangle$	$\langle 2^1P H_O^{BP} 2^1P \rangle$
$E_O(0) \quad Z^2$	-.625	-.625
$E_O(1) \quad Z^1$	.22572778540	.2598689224
$E_O(0) \quad Z^0$	-.072998976	-.15702859
usw.		

Dieser Tabelle kann zum Beispiel entnommen werden, daß die Singulett-Triplett-Energiedifferenz proportional zur Kernladung Z ansteigt ($n=n'$). Andere Energiedifferenzen ($n \neq n'$) steigen mit Z^2 an (wie in Wasserstoff-ähnlichen Systemen).

Koeffizienten der Reihenentwicklung für die Erwartungswerte des Störoperators $H_{\text{per}}^{\text{BP}}$ (ohne Massenspolarisation).

Entwicklungs- koeffizient	Erwartungswerte				
	$\langle 2^1 P_1 H_{\text{per}}^{\text{BP}} 2^1 P_1 \rangle$	$\langle 2^3 P_1 H_{\text{per}}^{\text{BP}} 2^3 P_1 \rangle$	$\langle 2^3 P_1 H_{\text{per}}^{\text{BP}} 2^1 P_1 \rangle$	ΔV_{01}	ΔV_{21}
$E_{\text{per}}^{(0)} \propto Z^4$	-.1432292	-.1536458	-.0147314	.0104166	-.0208333
$E_{\text{per}}^{(1)} \propto Z^3$	.0554031	.130429	.0288508	-.0893393	.089790
$E_{\text{per}}^{(2)} \propto Z^2$	-.089	-.162	-.0047	.14143(5)	-.11478(5)
$E_{\text{per}}^{(3)} \propto Z^1$	.123	.041	-.014	-.0492(4)	.0396(4)
$E_{\text{per}}^{(4)} \propto Z^0$ usw.			.0019		
Quelle	APS71 und Dra79		DrD69	APS71 minus ³ -Term	

Anhang A2: Auswertung des Hamiltonoperators in relativistischer Näherung

In diesem Teil des Anhangs will ich ein in BASIC geschriebenes Computerprogramm zur Berechnung der Erwartungswerte des Störoperators in relativistischer Näherung mit relativistischen Zwei-Elektronen-Wellenfunktionen präsentieren und Entwicklungskoeffizienten der für höhere relativistische Korrekturen an der Feinstruktur notwendigen Erwartungswerte angeben. Die zur Programmentwicklung notwendigen Hinweise konnte ich Drakes Anhang (Dra79) sowie der Doktorarbeit DeSerios (DeS81) entnehmen. Als Computer stand ein 32k-Gerät der Firma Commodore (PET-Version) zur Verfügung. Resultate des Programms vergleiche ich mit den tabulierten Ergebnissen von Doyle (Doy69) und anderen.

Beschreibung des Programms:

Eine Ableitung der hier verwendeten Formeln findet man bei Drake (Dra79) und DeSerio(DeS81). Ich gehe nicht darauf ein, sondern beschränke mich auf die Erklärung einzelner Programmenteile mit dem Hinweis auf die entsprechende Drakesche Formel. Die Kopplungsfaktoren (in den DATA-statements in den Zeilen 60 bis 70) entsprechen den Werten aus den korrigierten Formeln B7...B13 (B11 muß mit positivem Vorzeichen geschrieben werden (DeS81)). Diese Konstanten werden für direktes und Austausch-Matrixelement als $KF(L, IM, \begin{matrix} 1=direct \\ 2=exchange \end{matrix})$ eingelesen. L entspricht dabei der Ordnung des Legendre Polynoms (λ in Formel B7) und IM ist eine Durchnummerierung der möglichen Kombinationen der relativistischen Ein-Elektronen-Wellenfunktionen und der beiden Teile des Breit-Operators entsprechend den Formeln B9 und B8.

IM=1...4 sind die Matrixelemente des Operators $\hat{r}_{12}^n$

IM=5...8 sind die Matrixelemente des Operators $\hat{\alpha}_1 \hat{\alpha}_2 \hat{r}_{12}^n$

Für $\langle 1s_{1/2}, 2p_{3/2}; J=2 | H_{per}^{rel} | 1s_{1/2}, 2p_{3/2}; J=2 \rangle$ sind die Kopplungsfaktoren auf der nächsten Seite ausgedruckt. g_i und f_i sind die sogenannten großen und kleinen Anteile der relativistischen Wellenfunktionen des i-ten Elektrons. Bei den in dieser Arbeit diskutierten Fällen bleibt $L \leq 2$.

< s 1/2 ; p 3/2 || s 1/2 ; p 3/2 > J= 2

IM	<direct>	11'	12'	11	12
1	<g1'g2' lg1 g2 >	0	1	0	1
2	<g1'f2' lg1 f2 >	0	2	0	2
3	<f1'g2' lf1 g2 >	1	1	1	1
4	<f1'f2' lf1 f2 >	1	2	1	2
5	<g1'g2' lf1 f2 >	0	1	1	2
6	<g1'f2' lf1 g2 >	0	2	1	1
7	<f1'g2' lg1 f2 >	1	1	0	2
8	<f1'f2' lg1 g2 >	1	2	0	1

KOPPLUNGSFAKTOREN

IM	L=0	L=1	L=2	L=3	L=4
1	.5	0	0	0	0
2	.5	0	0	0	0
3	.5	0	0	0	0
4	.5	0	0	0	0
5	0	.099999999	0	0	0
6	0	.9	0	0	0
7	0	.9	0	0	0
8	0	.099999999	0	0	0

IM	<exchange>	11'	12'	11	12
1	<g1'g2' lg2 g1 >	0	1	1	0
2	<g1'f2' lg2 f1 >	0	2	1	1
3	<f1'g2' lf2 g1 >	1	1	2	0
4	<f1'f2' lf2 f1 >	1	2	2	1
5	<g1'g2' lf2 f1 >	0	1	2	1
6	<g1'f2' lf2 g1 >	0	2	2	0
7	<f1'g2' lg2 f1 >	1	1	1	1
8	<f1'f2' lg2 g1 >	1	2	1	0

KOPPLUNGSFAKTOREN

IM	L=0	L=1	L=2	L=3	L=4
1	0	.499999999	0	0	0
2	0	.499999999	0	0	0
3	0	.499999999	0	0	0
4	0	.499999999	0	0	0
5	0	0	.099999999	0	0
6	0	0	.899999999	0	0
7	.666666666	0	.233333333	0	0
8	0	0	.099999999	0	0

Nach Eingabe der Kernladung Z werden im folgenden Programmteil die Normierungsfaktoren der beteiligten relativistischen Wasserstoffwellenfunktionen (BeS57) und daraus die Koeffizienten der verschiedenen (IM) Beiträge der Gesamtwellenfunktion berechnet. Hier ist es sinnvoll, wegen der Komplexität der relativistischen Wellenfunktionen bei anderen Zuständen, die Normierung zu überprüfen (Zeile 250...254).

Bei Zeile 300 beginnt die Bestimmung der direkten und Austausch-Matrixelemente. Der Energieeigenwert ergibt sich dann als Summe daraus (in Einheiten von $2Z\text{Ry}$). Für die Rechnungen werden die folgenden Subroutinen benötigt:

- 1) Subroutine 50020: Berechnung der für die Entwicklung des Störoperators notwendigen Energiedifferenzen der beteiligten Zustände (E_{nn} und E_{11}).
- 2) Subroutine 50010: Berechnung der Gammafunktion $\Gamma(x)$ mit Hilfe der Konstanten $\text{BG}(K)$ (Zeile 50...54) entsprechend einer Polynomapproximation (AbS70)
- 3) Subroutine 49000: Berechnung von $I_{L=0}(n)$ (Drakes Formel B14) dazu werden die ersten beiden Subroutinen sowie die zwei folgenden benutzt:
- 4) Subroutine 50005: Berechnung von $\binom{n+1}{i}$
- 5) Subroutine 50000: Berechnung der hypergeometrischen Reihe ${}_2F_1(a,b,c;z)$
- 6) Subroutine 49020: Berechnung von $I_{L=1}(n)$ mit Hilfe von

$$I_{L=1}(n) = .5(I_{L=0}(a+1, b-1, n) + I_{L=0}(a-1, b+1, n) - I_{L=0}(a-1, b-1, n+2))$$

$$\text{folgt aus } P_{L=1} = \cos(\Theta_{12}) = .5 \left(\frac{r_1}{r_2} + \frac{r_2}{r_1} + \frac{r_{12}}{r_1 r_2} \right)$$

- 7) Subroutine 49030: Berechnet $I_{L=2}(n)$ mit einer Rekursionsformel (Dra7B):

$$I_{L=2}(a, b, n) = \frac{3}{n+1} I_{L=1}(a-1, b-1, n+2) + I_{L=0}(a, b, n)$$


```

10 rem unified relativistic theory
20 rem  $\langle 1 \pm 1/2, 2 \pm 3/2; j=2$ 
25 dim kf(2,8,2)
30 j=2
50 for k=1 to 8: readbg(k): next
51 data -.577191652,.988205891
52 data -.897056937,.918206857
53 data -.756704078,.482199394
54 data -.193527818,.035868343
60 for im=1 to 8: readkf(0,im,1): next
61 data .5,.5,.5,.5,0,0,0,0
62 for im=1 to 8: readkf(1,im,1): next
63 data 0,0,0,0,.1,.9,.9,.1
64 for im=1 to 8: readkf(2,im,1): next
65 data 0,0,0,0,0,0,0,0
66 for im=1 to 8: readkf(0,im,2): next
67 data 0,0,0,0,0,0,.666666666,0
68 for im=1 to 8: readkf(1,im,2): next
69 data .5,.5,.5,.5,0,0,0,0
70 for im=1 to 8: readkf(2,im,2): next
71 data 0,0,0,0,.1,.9,.233333333,.1
130 input "z"; zc
140 asommerfeld=1/137.036
141 gosub 50020
160 rem konstanten der wellenfkt.
170 g(1)=sqr(1-as*as*zc*zc)
180 g(2)=sqr(4-as*as*zc*zc)
190 w(1)=g(1)
200 w(2)=g(2)/2
201 a(1)=2*g(1)-1: a(2)=g(1)+g(2)-1
202 b(1)=2*g(2)-1: b(2)=g(1)+g(2)-1
205 al(1)=2: al(2)=1.5
206 be(1)=1: be(2)=1.5
210 is=1
230 x=a(is)+2: gosub 50010: nn=g
231 x=b(is)+2: gosub 50010: nn=n*g
237 n(1)=al(is)^(a(is)/2+1)/sqr(2)
238 n(2)=be(is)^(b(is)/2+1)/sqr(2)
239 n0=n(1)*n(1)*n(2)*n(2)/nn
240 n0(is,1)=n0*(1+w(1))*(1+w(2))
241 n0(is,2)=n0*(1+w(1))*(1-w(2))
242 n0(is,3)=n0*(1-w(1))*(1+w(2))
243 n0(is,4)=n0*(1-w(1))*(1-w(2))
244 for im=5 to 8: n0(is,im)=-n0*sqr((1-w(1)*w(1))*(1-w(2)*w(2))): next im
245 n0(is,5)=-n0(is,5)
246 n0(is,8)=-n0(is,8)
247 for im=1 to 8: n0(2,im)=n0(1,im): next
248 n0(2,2)=n0(1,6): n0(2,3)=n0(1,7): n0(2,6)=n0(1,2): n0(2,7)=n0(1,3)
249 goto 290
250 rem normierungstest
251 x=a(is)+2: gosub 50010: nn=g: x=b(is)+2: gosub 50010: nn=n*g
252 nn=nn/(al(is)^(a(is)+2)*be(is)^(b(is)+2))
253 su=0: for i=1 to 4: su=su+n0(is,i)*nn: next i
254 print "normierung =" ; su
290 sa=0: sb=0
295 n=0

```

```

300 rem direkte matrixelemente
301 is=1
312 l=0:gosub49000:forim=1to8:sa=sa+i0(1)*kf(1,im,is)*n0(is,im):next
313 l=1:gosub49020:forim=1to8:sa=sa+i0(1)*kf(1,im,is)*n0(is,im):next
320 rem exchange matrixelements
321 is=2
322 forn=0to8step2:x=n+1:gosub50010:kk=(-1)^(.5*n)*en^n/(g*zc^n)
330 l=0:gosub49000:forim=1to8:sb=sb+i0(1)*kf(1,im,is)*n0(is,im)*kk:nextim
332 l=1:gosub49020:forim=1to8:sb=sb+i0(1)*kf(1,im,is)*n0(is,im)*kk:nextim
333 l=2:gosub49030:forim=1to8:sb=sb+i0(1)*kf(1,im,is)*n0(is,im)*kk:nextim
370 ss=sa-(-1)^(2-j)*sb
380 printz;"a0=";ss;"a1=";(ss*zc-.225727785*zc)/(as*as*zc*zc*zc)
385 nextn
390 goto130
49000 rem berechnung von i0(l=0)
49001 i0(0)=0
49002 for i=1ton+1step2:gosub 50006
49003 u=b(is)+i+1:v=-a(is)-n-1+i:w=b(is)+2+i:z=be(is)/(be(is)+al(is))
49004 gosub50000:fa=f1
49005 u=a(is)+1+i:v=-b(is)-n-1+i:w=a(is)+2+i:z=al(is)/(al(is)+be(is))
49006 gosub50000:fb=f1
49007 i1=(al(is)/(al(is)+be(is)))^i*fa/((b(is)+1+i)*(al(is)+be(is))^(b(is)+1))
49008 i1=ko*i1/(al(is)^(a(is)+n+2))
49009 i2=(be(is)/(be(is)+al(is)))^i*fb/((a(is)+1+i)*(al(is)+be(is))^(a(is)+1))
49010 i2=ko*i2/(be(is)^(b(is)+n+2))
49011 i0(0)=i0(0)+i1+i2:next
49012 i0(0)=i0(0)*2/(n+1)
49013 x=a(is)+b(is)+n+3:gosub50010:i0(0)=i0(0)*g:return
49020 rem berechnung von i0(l=1)
49021 a(is)=a(is)+1:b(is)=b(is)-1:gosub 49000:ia=i0(0)
49022 a(is)=a(is)-2:b(is)=b(is)+2:gosub 49000:ib=i0(0)
49023 b(is)=b(is)-2:n=n+2:gosub49000:i0(1)=.5*(ia+ib-i0(0))
49024 a(is)=a(is)+1:b(is)=b(is)+1:n=n-2:return
49030 rem berechnung von i0(l=2)
49031 a(is)=a(is)-1:b(is)=b(is)-1:n=n+2:gosub49020:i0(2)=i0(1)*3/(n-1)
49032 a(is)=a(is)+1:b(is)=b(is)+1:n=n-2:gosub49000:i0(2)=i0(2)+i0(0):return
50000 rem hypergeometric function
50001 ii=-1:f1=1:ff=1
50002 ii=ii+1:ff=ff*(u+ii)*(v+ii)/((w+ii)*(ii+1)):f1=f1+ff
50003 if f1=f1-ff then return
50004 goto 50002
50005 rem kombination
50006 ko=1:nn=n+1-i:forii=1toi:ko=ko*(nn+ii)/ii:nexti:return
50010 rem gammafunktion
50011 xi=int(x):x=x+1-xi
50012 g=1:fork=1to8:g=g+bg(k)*(x-1)^k:next
50013 ifxi=1thenreturn
50014 ifxi>1goto50017
50015 ifg=1thenreturn
50016 forii=1toabs(xi)+1:g=g/(x-ii):nexti:return
50017 forii=0toxi-2:g=g*(x+ii):nexti:return
50020 rem energiedifferenz
50021 ea=(sqrt(1-as*as*zc*zc)-sqrt(1-.25*as*as*zc*zc))/(as*as)
50022 en=-3/8*zc^2-15/128*zc^2*(as*zc)^2-63/1024*zc^2*(as*zc)^4
50023 en=en-1275/32768*zc^2*(as*zc)^6-7161/262144*zc^2*(as*zc)^8
50024 ifabs(ea)>abs(en) thenen=ea
50025 en=en*as:return
ready.

```

Ergebnisse der Rechnungen mit diesem Programm

Ich will die Ergebnisse in einer Form präsentieren, die der von Doyle (Doy69) entspricht: Die mit Produkt-Dirac-Wasserstoffwellenfunktionen berechneten Eigenwerte des Störoperators in relativistischer Näherung können mit dieser Reihenentwicklung approximiert werden:

$$\langle H_{\text{per}}^{\text{rel}} \rangle = \sum_{k=0}^{\infty} E_{\text{per}}(k) Z (\alpha^2 Z^2)^k$$

Doyle konnte mit nichtrelativistischen Wellenfunktionen die Koeffizienten $E_{\text{per}}(k)$ nur für $k=0$ und $k=1$ berechnen.

Lasse ich in meinem Programm Z gegen Null gehen, so erhalte ich ganz einfach und genauer als bei Doyle angegeben $E_{\text{per}}(0)$. Die Genauigkeit dieses Koeffizienten ist mit Blanchards (Bla76) Resultaten vergleichbar. $E_{\text{per}}(2)$ und $E_{\text{per}}(3)$ bestimme ich, indem ich von für verschiedene Z berechneten Erwartungswerten mein $Z * E_{\text{per}}(0)$ und Doyles $\alpha^2 Z^3 * E_{\text{per}}(1)$ abziehe und den Rest mit einem entsprechenden Zwei-Parameter-Fit fitte. Im allgemeinen reicht die Genauigkeit des Minicomputers aus, um im Bereich $Z \sim 15$ bis $Z \sim 30$ die Ergebnisse so zu verarbeiten. Die zur $Z^3 P$ -Feinstruktur beitragenden Erwartungswerte und deren Entwicklungskoeffizienten sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

Entwicklungskoeffizienten der zur $Z^3 P$ -Feinstruktur beitragenden Erwartungswerte

Erwartungswert	Entwicklungskoeffizienten			
	$E_{\text{per}}(0)$	$E_{\text{per}}(1)$	$E_{\text{per}}(2)$	$E_{\text{per}}(3)$
$\langle 1s2p_{3/2}; J=2 H_{\text{per}}^{\text{rel}} 1s2p_{3/2}; J=2 \rangle$	.2257277854	.0406387	-.00176(1)	.002(1)
$\langle 1s2p_{3/2}; J=1 H_{\text{per}}^{\text{rel}} 1s2p_{3/2}; J=1 \rangle$	.248488544	.0532108	.01010(1)	-.0019(1)
$\langle 1s2p_{1/2}; J=1 H_{\text{per}}^{\text{rel}} 1s2p_{1/2}; J=1 \rangle$	.237108165	.132621	.08585(5)	.062(2)
$\langle 1s2p_{1/2}; J=0 H_{\text{per}}^{\text{rel}} 1s2p_{1/2}; J=0 \rangle$	.2257277854	.219768	.1430(1)	.108(3)
$\langle 1s2p_{1/2}; J=1 H_{\text{per}}^{\text{rel}} 1s2p_{3/2}; J=1 \rangle$	.0160942864	-.0257505	.003748(2)	-.00138(2)
Quelle	diese Arbeit	Doy69	diese Arbeit	diese Arbeit

Um aus diesen Ergebnissen die in der relativistischen Näherung zu erwartenden Feinstrukturaufspaltungen zu berechnen, bedarf es auch der entsprechenden Entwicklung der Eigenwerte von H_0^{rel} (als Summe der relativistischen Energien der beiden Elektronen:

Entwicklungskoeffizienten der zur 2^3P -Feinstruktur beitragenden Erwartungswerte des H_0^{rel}

Erwartungswert	Entwicklungskoeffizienten			
	$E_{per}^{(0)}$	$E_{per}^{(1)}$	$E_{per}^{(2)}$	$E_{per}^{(3)}$
$\langle 1s2p_{3/2}^{J=1} H_0^{rel} 1s2p_{3/2}^{J=1} \rangle$	- .625	-.1328125	-.0634765625	-.0392150878
$\langle 1s2p_{1/2}^{J=0} H_0^{rel} 1s2p_{1/2}^{J=0} \rangle$	-.625	-.1640625	-.0830078125	-.052154541

Aus diesen Erwartungswerten jj -gekoppelter Wellenfunktionen kann ich mit Hilfe der jj - LS Kopplungstransformation Erwartungswerte in LS-Basis gewinnen:

$$\begin{pmatrix} |1sn1^3L_{-1}\rangle \\ |1sn1^1L_{-}\rangle \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{21+1}} \begin{pmatrix} 1+1 & -\sqrt{1} \\ \sqrt{1} & 1+1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |1s_{1/2}n1_{-1/2}; J=1\rangle \\ |1s_{1/2}n1_{+1/2}; J=1\rangle \end{pmatrix}$$

$$|1sn1^3L_{-1}\rangle = |1s_{1/2}n1_{-1/2}; J=1-1\rangle$$

$$|1sn1^3L_{+1}\rangle = |1s_{1/2}n1_{+1/2}; J=1+1\rangle$$

Die über diese Transformation gewonnenen LS-gekoppelten Erwartungswerte sind in der nächsten Tabelle gezeigt. Damit liegen nun aber auch die in Tabelle I angegebenen Entlungskoeffizienten für die Feinstrukturintervalle des 2^3P -Zustandes vor.

Erwartungswert	Entwicklungskoeffizienten						
	$E_0^{(0)}$	$E_{\text{per}}^{(0)}$	$E_0^{(1)}$	$E_{\text{per}}^{(1)}$	$E_0^{(2)}$	$E_{\text{per}}^{(2)}$	$E_{\text{per}}^{(3)}$
$\langle 2^3 P_2^3 H_0^{\text{rel}} 2^3 P_2^3 \rangle$ $\langle 2^3 P_2^3 H_{\text{per}}^{\text{rel}} 2^3 P_2^3 \rangle$	-.625	.2257277854	-.1328125	.0406387	-.0634766	-.00176(1)	.002(1)
$\langle 2^3 P_1^3 H_0^{\text{rel}} 2^3 P_1^3 \rangle$ $\langle 2^3 P_1^3 H_{\text{per}}^{\text{rel}} 2^3 P_1^3 \rangle$	-.625	.2257277854	-.15364583	.1304287	-.0764974	.05707(4)	.042(1)
$\langle 2^3 P_0^3 H_0^{\text{rel}} 2^3 P_0^3 \rangle$ $\langle 2^3 P_0^3 H_{\text{per}}^{\text{rel}} 2^3 P_0^3 \rangle$	-.625	.2257277854	-.1640625	.219768	-.0830078	.1430(1)	.108(3)

Anhang A3: Korrektur der 2^3P - Feinstruktur durch das anomale magnetische Moment des Elektrons

Der Operator H_{QED} , der als Korrektur der Feinstruktur durch das anomale magnetische Moment des Elektrons entsteht, läßt sich in zwei Bestandteile zerlegen, die proportional zu α^3 und α^4 sind. Ich will nur den α^3 -Term diskutieren. In einer ganz groben Näherung (siehe z.B. Sobelman (Sob79)) kann für diesen Korrekturoperator auch geschrieben werden:

$$H_{QED}(\alpha^3) = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{1}{Zr_2^3} \left(1 - \frac{2}{Z} \right) \vec{L} \cdot \vec{S} + H_5 \right)$$

Ermolaev (Erm73) gibt für dessen Erwartungswerte eine Formel an, die bis auf die geänderte Spin-Orbit-Wechselwirkung mit der Formel 5.192 von Sobelman (Sob79) identisch ist. Die Genauigkeit mit der dabei die Spin-Orbit- und Spin-Spin-Energien abgeschätzt werden, ist für unsere Zwecke nicht ausreichend. Ich werde deshalb die Korrekturgröße $\langle H_{QED}(\alpha^3) \rangle$ aus den Daten von Accad et al. (APS71) gewinnen. Die von diesen Autoren publizierten Feinstrukturintervalle enthalten die zusätzlichen Energien bereits. Das heißt, ihre Aufspaltungen sind:

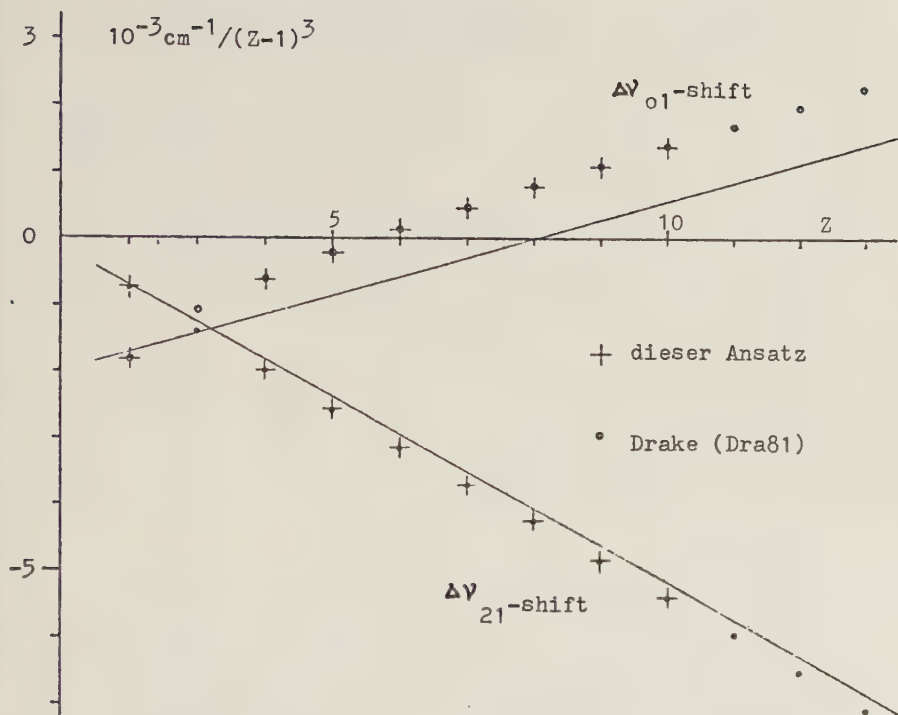
$$\Delta V_{01} = C + 5D + \Delta C + 5 \Delta D$$

$$\Delta V_{21} = -2C + 2D - 2 \Delta C + 2 \Delta D$$

Der Zusammenhang zwischen C und ΔC und D und ΔD ist bekannt (SPL65):

$$\Delta C = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{Z}{2} C_Z - C_e \right) \qquad \Delta D = \frac{\alpha}{\pi} D$$

Dieses Gleichungssystem läßt sich unter der zusätzlichen Bedingung lösen, daß $C_Z = C_e$ (in Helium gilt: $|C_Z - C_e| < 1\%$ (SPL65)). Die Ergebnisse dieser Rechnung, der "Wasserstoff-Näherung", und der aufwendigen Standardrechnung (Dra81) sind in der Abbildung wiedergegeben. Das asymptotische Verhalten für große Kernladungen Z wird durch die "Wasserstoffapproximation" recht gut wiedergegeben. Der Unterschied zwischen der Bestimmung dieser Korrekturen aus den alten Daten (APS71) und der neuen Rechnung von Drake ist nicht relevant.



Graphische Darstellung der unter verschiedenen Annahmen berechneten Korrektur an der Feinstruktur aufgrund des anomalen magnetischen Moments des Elektrons. Die durchgezogene Linie stammt aus der Wasserstoffapproximation.

In der folgenden Tabelle habe ich die mit dem zweiten Ansatz berechneten Korrekturen des kompletten H_{QED} aufgeführt. Die α^4 -Terme lassen sich aus den Konstanten C und D abschätzen. Sie sind vernachlässigbar klein.

Drake (Dra81) hat die α^3 -Korrektur mit 50-parametrischen Wellenfunktionen berechnet und erhält für Helium-ähnliches Fluor:

$$\Delta V_{01}\text{-shift} = .5527 \text{ cm}^{-1}$$

$$\Delta V_{21}\text{-shift} = -2.5096 \text{ cm}^{-1}$$

Der Vergleich mit dem Tabellenwert zeigt die gute Übereinstimmung mit der einfachen Abschätzung.

Einfluß des anomalen magnetischen Moments des Elektrons auf die
Feinstruktur der 2^3P -Zustände Helium-ähnlicher Ionen

Z	$\langle \mathcal{H}_{\text{QED}} \rangle$ für ΔV_{01}	
	α^3 - Term in cm^{-1}	α^4 - Term in 10^{-3} cm^{-1}
2	$-1.834 \cdot 10^{-3}$	$-1.5 \cdot 10^{-3}$
4	$-1.685 \cdot 10^{-2}$	$-4.0 \cdot 10^{-3}$
5	$-1.490 \cdot 10^{-2}$	$-9.9 \cdot 10^{-2}$
6	$1.471 \cdot 10^{-2}$	$-2.1 \cdot 10^{-1}$
7	$9.644 \cdot 10^{-2}$	$-3.9 \cdot 10^{-1}$
8	.2616	$-6.6 \cdot 10^{-1}$
9	.5481	-1.1
10	1.001	-1.6

Z	$\langle \mathcal{H}_{\text{QED}} \rangle$ für ΔV_{21}	
	α^3 - Term in cm^{-1}	α^4 - Term in 10^{-3} cm^{-1}
2	$-7.335 \cdot 10^{-4}$	$-1.2 \cdot 10^{-3}$
4	$-5.407 \cdot 10^{-2}$	$-3.8 \cdot 10^{-3}$
5	-.1657	$1.4 \cdot 10^{-2}$
6	-.3959	$7.0 \cdot 10^{-2}$
7	-.8081	.19
8	-1.479	.41
9	-2.500	.76
10	-3.975	1.3

Anhang A4: Beiträge zur 2^3P - Feinstruktur in 2.Ordnung
Störungstheorie

A) Höhere relativistische Korrekturen zur n=2 Singulett-Triplett-
Mischung

Aus den im Anhang angegebenen mit der relativistischen Theorie berechneten Entwicklungskoeffizienten für die Reihenentwicklung der Erwartungswerte von H_o^{rel} und H_{per}^{rel} kann ich auch die Koeffizienten des Mischungsmatrixelementes bestimmen. In "atomic units" (au=2Ry) erhalte ich:

$$\begin{aligned} \langle 2^3P_1 | H_o^{rel} + H_{per}^{rel} | 2^1P_1 \rangle = & -.01473139 \alpha^2 Z^4 + .0288508 \alpha^2 Z^3 \\ & -.00920712 \alpha^4 Z^6 + .03696 \alpha^4 Z^5 \\ & -.00609972 \alpha^6 Z^8 + .0297 \alpha^6 Z^7 \\ & \text{usw.} \end{aligned}$$

Bei $Z=9$ ergibt sich für Glieder proportional zu α^4 und höher eine zusätzliche Energie von 1.7 cm^{-1} . Aus den bei Schiff et al. (SAP73) angegebenen Werten kann ich für Helium-ähnliches Fluor eine Verschiebung der $J=1$ - Niveaus von 15.80 cm^{-1} entnehmen. Diese Abstoßung beruht auf der Singulett-Triplett-Mischung über den Breit-Pauli-Operator (proportional zu α^2). Bei einer Energiedifferenz zwischen 2^1P_1 und 2^3P_1 von 50379 cm^{-1} (APS71) kann ich diese Wechselwirkungsenergie berechnen:

$$\langle 2^3P_1 | H_{rel}^{BP} | 2^1P_1 \rangle = -892.2 \text{ cm}^{-1}$$

Höhere relativistische Effekte führen also zu einer weiteren Verschiebung um $.060 \text{ cm}^{-1}$.

E. Breit-Pauli-Wechselwirkung mit dem n=3, L=1 Zustand

Mit dem im Anhang A2. "Hamiltonoperator in relativistischer Näherung" besprochenen Computerprogramm habe ich die Erwartungswerte der Breit-Wechselwirkung zwischen den n=2 und n=3 Zuständen berechnet. Ich will hier nur die Ergebnisse für die ersten beiden Entwicklungskoeffizienten angeben. Es handelt sich dabei um eine Erweiterung der Tabellen von Doyle (Doy69) und Drake (Dra81):

$$\begin{aligned} \langle 1s_{1/2}^3 p_{3/2} | H_{\text{per}}^{\text{rel}} | 1s_{1/2}^2 p_{3/2} \rangle &= -.0486400369 \text{ Z} -.01206 \alpha^2 Z^3 + \dots \text{ J}=2 \\ &= -.0603082652 \text{ Z} +.00699 \alpha^2 Z^3 + \dots \text{ J}=1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle 1s_{1/2}^3 p_{1/2} | H_{\text{per}}^{\text{rel}} | 1s_{1/2}^2 p_{1/2} \rangle &= -.0486400369 \text{ Z} +.0417 \alpha^2 Z^3 + \dots \text{ J}=0 \\ &= -.0544741511 \text{ Z} +.00984 \alpha^2 Z^3 + \dots \text{ J}=1 \end{aligned}$$

$$\langle 1s_{1/2}^3 p_{3/2} | H_{\text{per}}^{\text{rel}} | 1s_{1/2}^2 p_{1/2} \rangle = -.00825068335 \text{ Z} +.0257 \alpha^2 Z^3 + \dots \text{ J}=1$$

$$\langle 1s_{1/2}^3 p_{1/2} | H_{\text{per}}^{\text{rel}} | 1s_{1/2}^2 p_{3/2} \rangle = -.00825068334 \text{ Z} -.0448 \alpha^2 Z^3 + \dots \text{ J}=1$$

Daraus ergibt sich für den jeweils ersten Entwicklungskoeffizienten von $\langle | H_{\text{per}}^{\text{BP}} | \rangle$ in au:

$$\langle 3^3 P_0 | H_{\text{per}}^{\text{BP}} | 2^3 P_0 \rangle = .0417 \alpha^2 Z^3 + \dots$$

$$\langle 3^3 P_1 | H_{\text{per}}^{\text{BP}} | 2^3 P_1 \rangle = .0179 \alpha^2 Z^3 + \dots$$

$$\langle 3^3 P_2 | H_{\text{per}}^{\text{BP}} | 2^3 P_2 \rangle = -.0121 \alpha^2 Z^3 + \dots$$

$$\langle 3^1 P_1 | H_{\text{per}}^{\text{BP}} | 2^3 P_1 \rangle = .0334 \alpha^2 Z^3 + \dots$$

Die Abstoßung der $2^3 P_J$ - Zustände berechne ich in 2.Ordnung Störungstheorie:

$$E = \frac{|\langle 2 | H_{\text{per}} | 3 \rangle|^2}{|\langle 2 | H_0 | 2 \rangle - \langle 3 | H_0 | 3 \rangle|}$$

Bei Helium-ähnlichem Fluor ist die Energiedifferenz zwischen den $n=2$ - und $n=3$ -Zuständen etwa 10^6 cm^{-1} . Die resultierenden Energieverschiebungen, sind der folgenden Tabelle zu entnehmen.

Zustand	Absenkung in cm^{-1} durch Wechselwirkung mit:	
	3^3P_J	3^1P_1
2^3P_0	.13	—
2^3P_1	.023	.081
2^3P_2	.011	—

Anhang A5: Kaskadenmodell

Ich betrachte das Problem der sogenannten Yrast-Zustände. Das sind Zustände mit $l=n-1$. In Wasserstoffnäherung ist ihre Lebensdauer gegeben durch (BeS57):

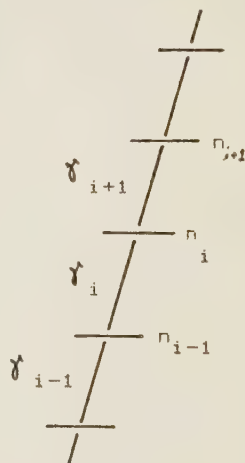
$$1/\tau_n = \gamma_n = \text{const} \left(\frac{2n-2}{2n-1}\right)^{2n} \left(\frac{2n}{2n-1}\right)^{2n} \left(\frac{n-5}{n-1}\right)^2 \frac{2n-3}{4n^2-8n+3} \frac{1}{n^4}$$

Für große Hauptquantenzahlen n ist die Lebensdauer proportional zu n^5 . Ein Zerfall dieser Yrast-Zustände kann nur über einen $\Delta n=1$ -Übergang zum nächsttieferen Yrast-Zustand erfolgen. Das System der gekoppelten Differentialgleichungen, das den Zerfallsprozess beschreibt, ergibt sich aus:

$$\dot{n}_i = -\gamma_i n_i + \gamma_{i+1} n_{i+1}$$

mit n_i = Besetzung des i -ten Zustands

γ_i = Zerfallsrate des i -ten Zustands



Die Lösung ist:

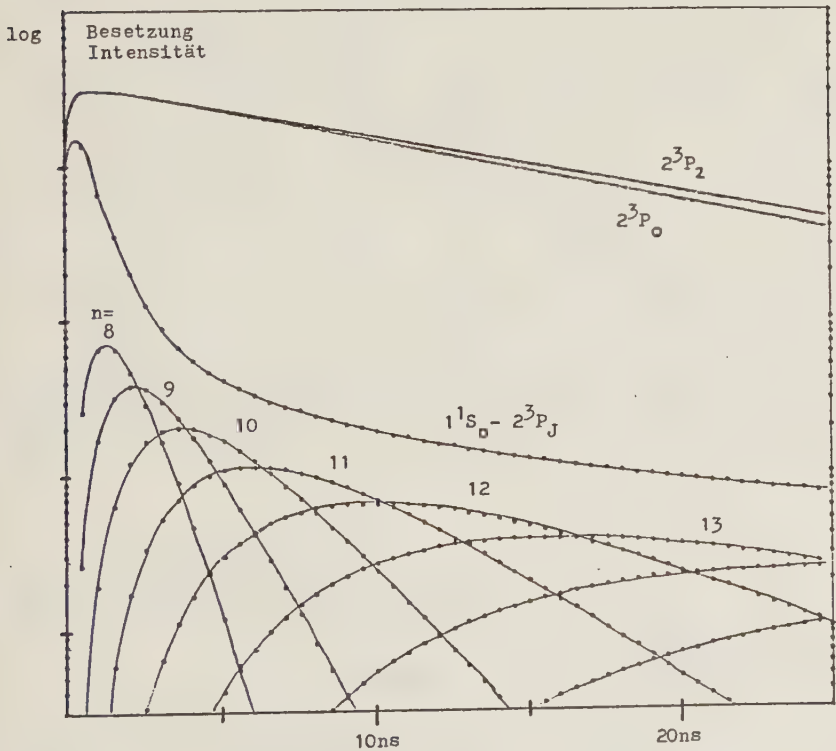
$$n_i = \sum_{j=i}^{n_{\max}} A_j e^{-\gamma_j t}$$

Die Koeffizienten A_j lassen sich aus der folgenden Formel bestimmen:

$$n_{i-1} = (N_{i-1} - \sum_{j=i}^{n_{\max}} \frac{\gamma_i}{\gamma_{i-1} - \gamma_j} A_j) e^{-\gamma_{i-1} t} + \sum_{j=1}^{n_{\max}} \frac{\gamma_i}{\gamma_{i-1} - \gamma_j} A_j e^{-\gamma_j t}$$

N_i ist die Anfangsbesetzung des i -ten Zustands nach der Folienwechselwirkung.

In der nächsten Abbildung sind die Zerfallskurven der 2^3P_J -Zustände in Helium-ähnlichem Fluor gezeigt. Die 2^3P -Kurve entspricht der bei Beobachtung im Röntgenbereich gemessenen Zerfallskurve und ist deshalb die Summe der mit den entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten multiplizierten Besetzungen der $J=0,1,2$ Zustände. Die Abbildung zeigt im unteren Teil, wie die gezeigten Kurven für $n=2$ aus den Besetzungen höherer n -Zustände zusammengesetzt sind (WiJ79). Die Besetzung dieser Zustände war proportional zu n^{-1} .



Besetzung der $2^3P_{0,2}$ -Zustände und Zerfallskurve der 2^3P_J -Zustände nach 1^1S_0 . Weitere Erläuterungen findet man im Text.

Anhang A6: Berechnung der Potentialverteilung im Zählrohr durch eine Ladungswolke

Hendricks hat in seiner Veröffentlichung über Experimente zur Erklärung der Zählratenabhängigkeit der Pulshöhe (Hen69) eine Formel für den Einfluß der Raumladung positiver Ionen auf das elektrische Feld in der Nähe des Drahtes, dort wo die Gasverstärkung stattfindet, angegeben. Ich will die Herleitung dieser Formel kurz skizzieren, um einerseits auf einen fälschlicher Weise auftretenden Faktor π aufmerksam zu machen und um andererseits, Hendricks' verbesserte Formel mit numerischen Rechnungen zu vergleichen.

Wie bei der Erklärung der Entstehung des Pulses in einem Zählrohr kann man unter den in III.4.1 genannten Voraussetzungen, genau wie Hendricks es getan hat, davon ausgehen, daß der allergrößte Teil der zum elektrischen Signal beitragenden positiven Ionen am Draht erzeugt wird. Bei einer Zählrate R werden am Draht $\frac{dn}{dt} = R M \frac{E}{W}$ positive Ionen pro Sekunde erzeugt, die mit einer für diese Ionen typischen, feldstärkeabhängigen Geschwindigkeit radial zur Kathode wandern. In der Formel bedeutet M die Gasvervielfachung und $\frac{E}{W}$ ist die Zahl der Primärionenpaare, die durch die Ionisation des Photoelektrons entstehen. Für die Bestimmung der Dichte der Ladungswolke ist die Geschwindigkeit der Ionen notwendig. Diese Driftgeschwindigkeit ist proportional zur Feldstärke. Die Ionenmobilität wird aber in erster Näherung als feldunabhängig angenommen. Die Feldstärke in einem zylindrischen Zählrohr ist gegeben durch:

$$E(r) = \frac{1}{r} \frac{V}{\ln(a/b)}$$

V Zählrohrspannung

a, b Draht- und Kathodenradius

Die Ionengeschwindigkeit wird so:

$$\frac{dr}{dt} = v(r) = \frac{\mu}{p} E(r) = \frac{1}{r} \frac{\mu V}{\ln(a/b)}$$

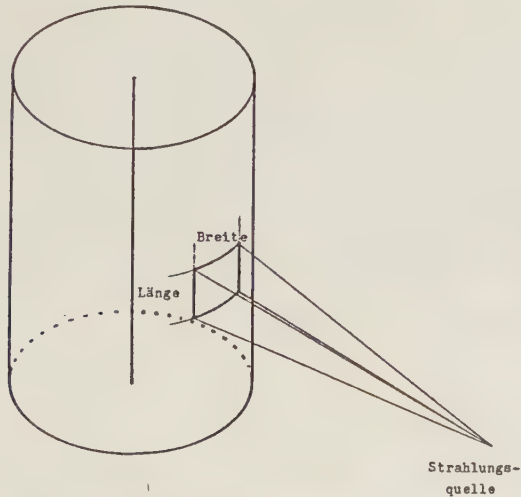
μ Ionenmobilität

p Druck des Zählgases

Für die Dichte der positiven Ladungsträger erhält man so mit dem Volumenelement $dV=2\pi r dr L$:

$$\rho(r) = \frac{dn}{dV} = \frac{R M E / W}{2 L \mu V} p \ln(a/b)$$

Die Ladungsdichte ist also unabhängig von r , was die folgenden Rechnungen sehr vereinfacht. L ist die Länge des Eintrittsspalts entsprechend der Abbildung:



Hendricks löst nun mit dieser r -unabhängigen Ladungsverteilung unter Berücksichtigung der Randbedingungen $\phi(a)=V$ und $\phi(b)=0$ die Poisson-Gleichung:

$$\nabla^2 \phi = - \frac{\rho_e}{\epsilon_0}$$

Dabei nimmt er an, daß L sehr groß ist. Die Lösung für $\phi(r)$ ist gegeben durch seine Formel (8) ohne Faktor π :

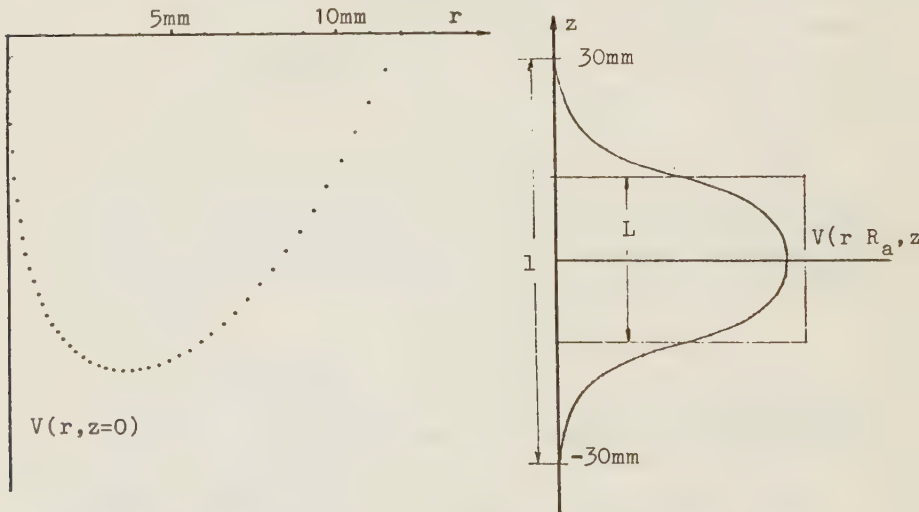
$$\phi(r) = \frac{V \ln(b/r)}{\ln(b/a)} + \frac{\rho_e}{4\epsilon_0} (b^2 - r^2) - \frac{(b^2 - a^2) \ln(b/r)}{\ln(b/a)}$$

Die "Absenkung" des Anodenpotentials wird deshalb sehr viel größer, nämlich $\Delta V = \rho_e b^2 / (4\epsilon_0)$. In allen weiteren von Hendricks' hergeleiteten Formeln, die diese Größe enthalten, muß deshalb der Fehler korrigiert werden.

Numerische Berechnung der Feldverteilung

A) Längenabhängigkeit

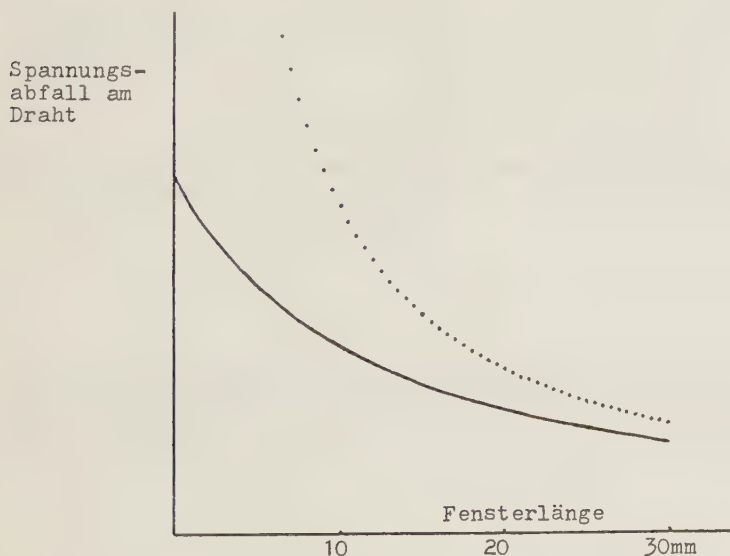
Die tatsächliche Feldverteilung im Zählrohr, das genau wie die Spaltlänge immer endliche Dimensionen hat, wird mit der obigen Formel nur ungenau beschrieben. Um eine Abschätzung des Einflusses von Randeffekten zu bekommen, habe ich das Potential einer Ladungsverteilung zwischen zylindrisch angeordneten Leitern numerisch berechnet. Das Computerprogramm berechnet die Potentiale als Funktion von r und z auf einem Netz, das auch nicht äquidistant unterteilt sein kann, nach der extrapolierten Liebmann Methode (BiL63). Sie stellt die am schnellsten konvergierende Relaxationsmethode dar, bei welchen das Potential an jeder Stützstelle des Netzes aus den Potentialen der benachbarten Punkte über die Poisson-Gleichung berechnet wird. Die Extrapolation besteht darin, daß das neue Potential sich über den sogenannten Konvergenzfaktor K auch zum Teil aus dem alten



Ergebnis der numerischen Potentialberechnung: Eine Rotationssymmetrische, r -unabhängige Ladungsverteilung der Höhe L hat in einem Zählrohr der Länge l bei einem Kathodenradius $b=L/2$ den gezeigten Verlauf: rechts ist das Potential in der Nähe des Drahtes z -abhängig dargestellt. Links ist die r -Abhängigkeit des Potentials in der Mitte der Ladungsverteilung gezeigt.

Wert des Potentials an dieser Stelle (aus der letzten Iteration) zusammensetzt. Aus Gründen der Symmetrie kann man sich bei der Potentialberechnung auf einen Quadranten des Zählrohrquerschnitts beschränken. Das Ergebnis einer Berechnung ist in der Abbildung gezeigt. Die Teilung des Netzes in r - und z -Richtung ist äquidistant. Eine Vergrößerung des Stützstellenfeldes bis auf 192×30 Punkte erfolgt automatisch innerhalb des Programms nach einer gewissen Anzahl von Iterationen. Diese Rechnung dauert auf einem Kleincomputer (PET von Commodore) mehrere Tage.

Ich habe nun für verschiedene Längen des Spaltes L die "Absenkung" des Anodenpotentials numerisch berechnet und vergleiche sie mit den Werten von Hendricks in der Abbildung unten. Die Spaltlängenabhängigkeit ist deutlich schwächer als aus den einfachen Annahmen bei Hendricks folgen müßte. Die Berechnungen wurden für ein Zählrohr mit $a=0.03\text{mm}$, $b=12\text{mm}$ und $l=60\text{mm}$ durchgeführt. Ich nehme an, daß für $L \ll l$ der Effekt in etwa proportional zu L/b ist.

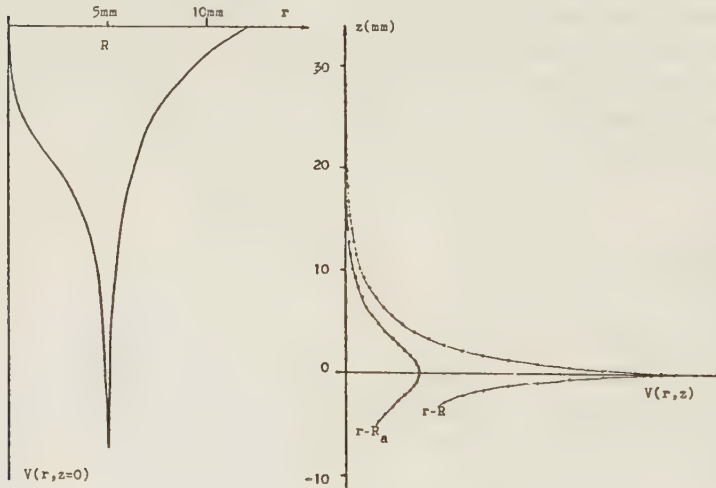


Unterschied in der durch die Raumladung verursachten Feldstärkereduzierung am Draht. Die numerische Lösung wird hier mit dem Resultat von Hendricks verglichen (gepunktet).

Numerische Berechnung der Feldverteilung

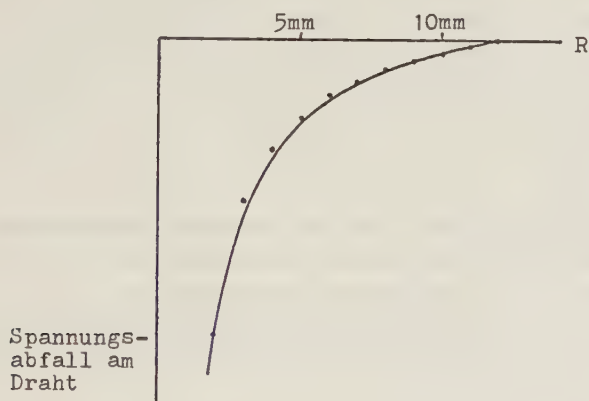
B) Ringladung

Für die Bestimmung der Feldverteilung bei einer ringförmigen Ladungsverteilung wird wieder die gleiche Methode benutzt. Um mit möglichst wenig Stützstellen eine ausreichende Genauigkeit zu erreichen, ist das Netz in radialer Richtung äquidistant und in z -Richtung so geteilt, daß gilt $\Delta z = \text{const} \cdot j$. Dabei ist j der laufende Index der Netzebene in z -Richtung. Das Ergebnis der Rechnung ist im nächsten Bild dargestellt. Wieder zeige ich die z -Abhängigkeit in der Nähe des Drahtes (rechts) und die radiale Abhängigkeit des Potentials (links).



Numerisch berechnetes Potential einer Ringladung im Zählrohr: Rechts ist die z -Abhängigkeit in der Nähe des Drahtes dargestellt während links das Potential bei $z=0$ als Funktion des Radius r gezeigt ist.

In der unteren Abbildung sind die Ergebnisse mehrerer Rechnungen zusammengefaßt dargestellt. Hier habe ich den "Spannungsabfall" an der Anode als Funktion der Position des Ladungsringes aufgezogen. Zum Vergleich ist auch eine Abhängigkeit proportional zu $1/R$ mit eingezeichnet. Bei Rekombinationsverlusten an Primärelektronen (proportional zur Dichte der Ionen) erwartet man diesen formelmäßigen Zusammenhang.



Spannungsabfall am Draht als Funktion des Radius des Ladungsringes.

Anhang A7: Berechnung der Zählratenabhängigkeit der Pulshöhe

A) Raumladungstheorie

Hendricks (Hen69) geht in seiner Erklärung der Pulshöhenreduzierung davon aus, daß das durch die positive Raumladung verkleinerte elektrische Feld in der Nähe des Drahtes zu einer Änderung der Gasverstärkung führt (siehe Diethorn Formel der Feldstärkeabhängigkeit der Gasvervielfachung: Die56). Von Hendricks wurden die Formeln nur in niedrigster Näherung angegeben, hier müssen wegen der Größe des Effektes auch höhere Terme der Entwicklung betrachtet werden (siehe auch SVH78). Der "Spannungsabfall" ΔV ist gegeben durch:

$$\Delta V = \frac{R e E / W}{4 \pi \epsilon_0 L} t_d (V - \Delta V) M(V - \Delta V)$$

t_d ist die Driftzeit der Ionen von der Anode zur Kathode. Die anderen Buchstaben haben die gleiche Bedeutung wie im Anhang über die Berechnung des Spannungsabfalls.

ΔV läßt sich aus dieser Formel in einer potenzreihenähnlichen Form berechnen:

$$\Delta V = \frac{\gamma R}{1 + a R} + \frac{(\gamma R)^2}{V} (\dots) + \text{usw.}$$

$$\text{mit } \gamma = \frac{E_A / W e t_d(V) M(V)}{4 \pi \epsilon_0 L} \quad \text{und } a = \alpha(1 + \ln \beta V) \quad \alpha, \beta \text{ siehe unten}$$

Die relative Höhe der Pulse (entsprechend der pro Photon erzeugten Ladung) ist gegeben durch:

$$\text{relative Pulshöhe} = \frac{M(V - \Delta V)}{M(V)} = e^{-\alpha \Delta V (1 + \ln(\beta V) - \Delta V / V)}$$

$$\alpha, \beta \text{ sind gegeben durch : } M(V) = e^{\alpha V \ln(\beta V)}$$

Anhang A7: Berechnung der Zählratenabhängigkeit der Pulshöhe
 B) Rekombinationstheorie

Mahesh (Mah76, Bed78, Bed80) glaubt, als Ursache für die Reduzierung der Pulshöhe, Rekombinationen von Primärionenpaaren erkannt zu haben. Bei der Absorption eines γ -Quants werden unabhängig von der Zählrate $N_0 = E\lambda/W$ Ionen und Elektronen erzeugt. Da dieser Prozeß in einer Region mit einer Ionendichte von

$$\rho = \frac{R M N}{2 \pi L_{\mu} V} \rho \ln(a/b) \quad \text{mit } N = N_0 - \Delta N$$

(siehe Anhang über Potentialberechnung) stattfindet, wird der Verlust durch Rekombination an Elektronen ΔN , die den Vervielfachungsbereich in der Nähe des Drahtes nicht mehr erreichen:

$$\Delta N = \gamma R N N_0$$

γ enthält neben den restlichen Faktoren aus ρ auch noch die Rekombinationswahrscheinlichkeit. Der Verlust ist proportional zur Dichte der positiven und zur Zahl der negativen Ladungsträger. Damit erhalte ich für die Zählratenabhängigkeit der relativen Pulshöhe:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{1 + \gamma R} \quad \text{mit } \gamma = \gamma N_0$$

Literatur

- AaH77 K.Aashamar, L.Hambro
J.Phys.B 10,553(1973)
- ABG80 R.L.Auble, J.K.Bair, D.M.Galbraith, C.M.Jones
P.H.Stelson, D.C.Weisser
Nucl.Instrum.Meth.177,289(1980)
- AbS70 M.Abramowitz, I.A.Stegun
"Handbook of Mathematical Functions"
Dover Publications, Inc., New York (1970)
- ADE81 B.Andresen, B.Denne, J.O.Ekberg, L.Engström, S.Huldt
I.Martinson, E.Veje
Phys.Rev.A23,479(1981)
- Ajz72 F.Ajzenberg-Selove
Nucl.Phys.A190,1(1972)
- Ajz78 F.Ajzenberg-Selove
Nucl.Phys.A300,1(1978)
- AMS76 H.J.Andrä, J.Macek, J.Silver, N.Jelley, L.C.McIntyre
in "Beam-Foil Spectroscopy" Vol.2, p877
ed. I.A.Sellin, D.J.Pegg
Plenum Press, New York (1976)
- And74 H.J.Andrä
Physica Scripta 9,257(1974)
- And79 H.J.Andrä
in "Progress in Atomic Spectroscopy B"
ed. W.Hanle, H.Kleinpoppen
Plenum Press, New York (1979)
- AGM59 G.Araki, M.Ohta, K.Mano
Phys.Rev.116,651(1959)
- APS71 Y.Accad, C.L.Pekeris, B.Schiff
Phys.Rev.A4,516(1971)
- Ara56 G.Araki
Phys.Rev.101,1410(1956)
Erratum:
Phys.Rev.103,1906(1956)
- Arm80 I.Armour
Thesis, unpublished
Oxford University
Trinity Term (1980)
- Bak73 S.C.Baker
J.Phys.B6,709(1973)

- Bas76 S.Bashkin
in "Beam-Foil Spectroscopy" Vol.1, p129
ed. I.A.Sellin, D.J.Pegg
Plenum Press, New York (1976)
- Bas76 S.Bashkin
"Beam-Foil Spectroscopy"
Topics in current Physics, Vol.1
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1976)
- BBG69 A.J.F.den Boggende, A.C.Brinkman, W.de Graaff
J.Phys.E2,701(1969)
- Bed80 B.Bednarek
Nucl.Instrum.Meth.178,173(1980)
- Bed80a B.Bednarek
Nucl.Instrum.Meth.175,431(1980)
- BeM81 S.Behrends, A.C.Melissinos
Nucl.Instrum.Meth.188,521(1981)
- Ber77 H.G.Berry
Rep.Prog.Phys.40,153(1977)
- BeS57 H.A.Bethe, E.E.Salpeter
in Handbuch für Physik 35
Springer-Verlag, Berlin (1957)
- BiL63 K.J.Bims, P.J.Lawrenson
"Analysis and Computation of Electric and Magnetic
Field Problems"
Pergamon Press, London, New York, Paris (1963)
- BKN79 R.Bayer, J.Kowalski, R.Neumann, S.Noethe, H.Suhr
K.Winkler, G.zu Putlitz
Z.Phys.A292,329(1979)
- B1D73 P.Blanchard, G.W.F.Drake
J.Phys.B6,2495(1973)
- B1a76 P.Blanchard
Phys.Rev.A13,1698(1976)
- BOV82 S.Bashkin, H.Oona, E.Veje
Phys.Rev.A25,417(1982)
- Bre29 G.Breit
Phys.Rev.34,553(1929)
- Bre30 G.Breit
Phys.Rev.36,383(1930)

- Bre32 G.Breit.
Phys.Rev.39,616(1932)
- CLH75 S.H.Chew, J.Lowe, H.R.McK.Hyder
Tandem Energy Calibration
Oxford University Nuclear Physics Laboratory
Ref. 6/75
- CMS73 V.J.Corcoran, J.M.Martin, W.T.Smith
Appl.Phys.Lett.22,517(1973)
- Cur76 L.J.Curtis
in "Beam-Foil Spectroscopy" p63
ed. S.Bashkin
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1976)
- DDH72 J.Daley, M.Douglas, L.Hambro, N.M.Kroll
Phys.Rev.Lett.29,12(1972)
- DeS81 R.DeSerio
Thesis, unpublished
The University of Chicago/Illinois
June 1981
- Deu76 C.Deutsch
Phys.Rev.A13,2311(1976)
- Die56 W.Diethorn
US AEC Report NYO6628 (1956)
- DLB76 P.D.Dumont, A.E.Livingston, Y.Baudinet-Robinet,
G.Weber, L.Quaglia
Physica Scripta 13,122(1976)
- Doy69 H.T.Doyle
Adv.At.Molec.Phys.5,377(1969)
- Dra69 G.W.F.Drake
Phys.Rev.181,23(1969)
- Dra69a G.W.F.Drake
Astrophys.J.158,1199(1969)
- Dra78 G.W.F.Drake
Phys.Rev.A18,820(1978)
- Dra79 G.W.F.Drake
Phys.Rev.A19,1387(1979)
- Dra81 G.W.F.Drake
to be published

- DrD69 G.W.F.Drake, A.Dalgarno
Astrophys.J.157,459(1969)
- Ed152 B.Edlen
Ark.Phys.4,441(1952)
- EdL70 B.Edlen, B.Loefstrand
J.Phys.B3,1380(1970)
- EHH75 B.Effken, D.Hahn, D.Hilscher, G.Wüstefeld
Nucl.Instrum.Meth.129,19(1975)
- Eid72 M.Eidelsberg
J.Phys.B5,1031(1972)
- EJH81 L.Engstrom, C.Jugen, B.Denne, S.Huldt, Weng Tai Meng
P.Kaijser, J.O.Ekberg, U.Litzen, I.Martinson
Physica Scripta 22,570(1981)
- El179 D.G.Ellis
Journal de Phys. Colloque C1 40,152(1979)
- EnS71 W.Engelhardt, J.Sommer
Astrophys.J.167,201(1971)
- Erm73 A.M.Ermolaev
Phys.Rev.A8,1651(1973)
- EvP76 K.M.Evenson, F.R.Petersen
in "Laser Spectroscopy" p349
Topics in Applied Physics Vol.2
ed. H.Walther
Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1976)
EWP73 K.M.Evenson, J.G.Wells, F.R.Petersen, B.L.Danielson,
G.W.Day
Appl.Phys.Lett.22,192(1973)
- FAW79 J.W.Farley, K.B.MacAdam, W.H.Wing
Phys.Rev.A20,1754(1979)
- FBDB0 C.Freed, L.C.Bradley, R.G.O'Donnell
IEEE J.Quant.Elec.11,1195(1980)
- FHH80 W.E.Frieze, E.A.Hinds, V.W.Hughes, F.M.J.Pichanik
Phys.Lett.78A,322(1980)
- FSC77 J.M.Freeman, C.J.Sofield, N.E.B.Cowern, J.P.Mason,
R.J.Petty
Revue de Phys.appl.12,1539(1977)

- GAM74 A.Gaupp, H.J.Andrä, J.Macek
Phys.Rev.Lett.32,268(1974)
- GrR81 D.J.Grady, J.C.Robertson
Nucl.Instrum.Meth.179,317(1981)
- Ham68 L.Hambro
Phys.Rev.175,31(1968)
- HBG69 T.Hadeishi, W.S.Bickel, J.D.Garcia, H.G.Berry
Phys.Rev.Lett.23,65(1969)
- HeE74 B.L.Henke, E.S.Ebisu
in "Advances in X-Ray Analysis" Vol.17 p150
Plenum Press, New York (1974)
- Hen69 R.W.Hendricks
Rev.Sci.Instrum.40,1216(1969)
- HeS76 B.L.Henke, M.L.Schattenburg
in "Advances in X-Ray Analysis" Vol.19 p749
Plenum Press, New York (1976)
- HeT75 B.L.Henke, M.A.Tester
in "Advances in X-Ray Analysis" Vol.18 p76
Plenum Press, New York (1975)
- HRG80 R.A.Holt, S.D.Rosner, T.D.Gaily, A.G.Adam
Phys.Rev.A22,1563(1980)
- HSB76 F.Hopkins, J.Sokolov, P.von Brentano
in "Beam-Foil Spectroscopy" Vol.2, p553
ed. I.A.Sellin, D.J.Pegg
Plenum Press, New York (1976)
- Ing42 D.R.Inglis
Phys.Rev.61,297(1942)
- Kle81 H.Klein
private communication
- KuH59 P.Kusch, V.W.Hughes
in "Atomic and Molecular Beam Spectroscopy"
Handbuch der Physik 37/1
Springer-Verlag, Berlin (1959)
- Kus78 P.Kuske
Diplomarbeit, unveröffentlicht
Freie Universität Berlin (1978)
- KWH73 R.L.Kauffman, C.W.Woods, F.F.Hopkins, D.O.Elliott,
K.A.Jamison, P.Richard
J.Phys.B6,2197(1973)

- LaB62 D.Layzer, J.Bahcall
Ann.Phys.17,177(1962)
- Lam52 W.E.Lamb
Phys.Rev.85,259(1952)
- LaR50 W.E.Lamb, R.C.Retherford
Phys.Rev.78,539(1950)
- LeS78 M.L.Lewis, P.H.Serafino
Phys.Rev.A18,867(1978)
- Let76 V.S.Letokhov
in "High-Resolution Laser Spectroscopy"
Topics in Applied Physics Vol.13, p158
ed. K.Shimoda
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York (1976)
- LMN62 A.Lurio, M.Mandel, R.Novick
Phys.Rev.126,1758(1962)
- Loe73 B.Loefstrand
Physica Scripta 8,57(1973)
- Mah76 K.Mahesh
Nucl.Instrum.Meth.133,51(1976)
- Mah78 K.Mahesh
Nucl.Instrum.Meth.153,465(1978)
- MaJ71 J.B.Mann, W.R.Johnson
Phys.Rev.A4,41(1971)
- Mar66 J.B.Marion
Rev.Mod.Phys.38,660(1966)
- Mar76 R.Marrus
in "Beam-Foil Spectroscopy" p209
ed. S.Bashkin
Topics in Current Physics I
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1976
- MaY68 J.B.Marion, F.C.Young
"Nuclear Reaction Analysis"
North Holland Publ.Co., Amsterdam (1968)
- MBH74 C.F.Moore, W.J.Braithwaite, D.L.Matthews
Phys.Lett.47A,353(1974)
- Miz70 M.Mizushima
in "Quantum-Mechanics of Atomic Spectra and Atomic
Structure"
W.A.Benjamin Inc., New York (1970)

- Moh76 P.J.Mohr
in "Beam-Foil Spectroscopy" Vol.1 p97
ed. I.A.Sellin, D.J.Pegg
Plenum Press, New York (1976)
- McM40 C.G.Montgomery, D.D.Montgomery
Phys.Rev.57,1030(1940)
- Mye82 E.G.Myers
Thesis, unpublished
Oxford University (1982)
- NoS70 L.C.Northcliffe, R.F.Schilling
Nuclear Data Tables A7,233(1970)
- PDC74 F.R.Petersen, D.G.McDonald, J.D.Cupp, B.L.Danielson
in "Laser Spectroscopy" p555
ed. R.G.Brewer, A.Mooradian
Plenum Press, New York (1974)
- PGJ77 D.J.Pegg, P.M.Griffin, B.M.Johnson, K.W.Jones,
J.L.Cecchi, T.H.Kruse
Phys.Rev.Lett.38,1471(1977)
- Rac31 G.Racah
Z.F.Phys.71,431(1931)
- Ram40 W.E.Ramsey
Phys.Rev.57,1022(1940)
- RCC74 P.Richard, C.L.Cocke, S.J.Czuchlewski, K.A.Jamison,
R.L.Kauffman, C.W.Woods
Phys.Lett.47A,355(1974)
- Ric73 P.Richard
Phys.Lett.45A,13(1973)
- RiG69 G.R.Ricker, J.J.Gomes
Rev.Sci.Instrum.40,227(1969)
- RKH73 P.Richard, R.L.Kauffman, F.F.Hopkins, C.W.Woods
and K.A.Jamison
Phys.Rev.Lett.30,888(1973)
- RoP70 S.D.Rosner, F.M.Pipkin
Phys.Rev.A1,571(1970)
- SAP73 B.Schiff, Y.Accad, C.L.Pekeris
Phys.Rev.A8,2272(1973)
- SAPB1 M.F.Stamp, I.A.Armour, N.J.Peacock, J.D.Silver
J.Phys.B14,3551(1981)

- SBT77 G.D.Sandlin, G.E.Brueckner, R.Tousey
Astrophys.J.214,898(1977)
- SCP78 C.J.Sofield, M.E.B.Cowern, R.J.Petty, J.M.Freeman,
J.P.Mason
Phys.Rev.A17,859(1978)
- Shi68 V.S.Shirley
in "Hyperfine Structure and Nuclear Radiations"
ed. E.Mathias, D.A.Shirley
North Holland Publ. Co., Amsterdam (1968)
- Si177 J.D.Silver
private communication
- SJM77 J.D.Silver, N.A.Jelley, L.C.McIntyre
Appl.Phys.Lett.31,273(1977)
- SmT82 A.Smith, M.J.L.Turner
Nucl.Instrum.Meth.192,475(1982)
- Sob79 I.I.Sobelman
"Atomic Spectra and Radiative Transitions"
Springer Series in Chemical Physics 1
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1979)
- SPL65 B.Schiff, C.L.Pekeris, H.Lifson
Phys.Rev.137,A1672(1965)
- SFR82 J.S.Sims, D.R.Parmer, J.M.Reese
J.Phys.B15,327(1982)
- SpT75 N.Spielberg, D.I.Tsarnas
Rev.Sci.Instrum.46,1086(1975)
- Ste63 A.L.Stewart
Advan.Phys.12,209(1963)
- Suc80 J.Sucher
Phys.Rev.A22,348(1980)
- SVH78 H.Sipilä, V.Vanha-Honko
Nucl.Instrum.Meth.153,461(1978)
- TGF82 D.C.Tsui, A.C.Gossard, B.F.Field, M.E.Cage, R.F.Dziuba
Phys.Rev.Lett.48,3(1982)
- Wil50 D.H.Wilkinson
"Ionization Chambers and Counters"
Cambridge University Press (1950)

- Wit77 W.Wittmann
Thesis,unpublished
Freie Universität Berlin
Juli 1977
- WiY79 W.L.Wiese, S.M.Younger
Journal de Phys. Colloque C1 40,146(1979)
- Yar75 A.Yariv
"Quantum Electronics"
second edition
Wiley and Sons (1975)
- YoW78 S.M.Younger, W.L.Wiese
Phys.Rev.A17,1944(1978)

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Atom- und Festkörperphysik der Freien Universität Berlin angefertigt und im Sonderforschungsbereiches 161 "Hyperfeinwechselwirkungen" von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt.

Herrn Prof. Dr. H.J. Andrä danke ich für die Überlassung des Themas, seine wissenschaftliche Betreuung und seine stete Unterstützung. - Alle Mitglieder der Gruppe Ionenstrahlspektroskopie trugen durch ihre Hilfsbereitschaft zum Gelingen der Arbeit bei.

Diese Arbeit ist das Resultat der Zusammenarbeit mit der Ionenstrahlspektroskopie-Arbeitsgruppe im Kernphysik-Labor in Oxford. Dem Leiter dieser Gruppe, Herrn Dr. J.D. Silver, gilt mein Dank für die Unterstützung der Experimente. Alle Mitglieder und Gäste seiner Gruppe trugen ebenfalls zum Gelingen der Arbeit bei.

Die enge Zusammenarbeit mit Dr. E.G. Myers und Dr. I.A. Armour (während eines früheren Versuchs der Feinstrukturbestimmung) war der Schlüssel zum Erfolg. Beiden danke ich herzlich.

Lebenslauf

Name:	Peter Kuske
Geburtsdatum:	11. August 1950
Geburtsort:	Berlin
Ostern 1957 bis Ostern 1963	Grundschule in Berlin-Wedding
Ostern 1963 bis zur Reifeprüfung	Gymnasium in Berlin-Wedding
Januar 1970	Reifeprüfung
April 1970 bis Februar 1973	Physikstudium an der Technischen Universität Berlin
seit April 1973	Physikstudium an der Freien Universität Berlin
Februar 1974	Diplom-Vorprüfung
Juli 1977 bis Januar 1978	Aufenthalt am Nuclear Physics Laboratory, Oxford. Mitarbeit in der Gruppe beam-foil- spectroscopy (Dr. J.D. Silver)
Oktober 1978	Diplomprüfung in Physik Betreuer der Arbeit: Prof. Dr. H.J. Andrä
Dezember 1978 bis Dezember 1981	wiss. Angestellter im Sonderforschungs- bereich 161 der DFG am Fachbereich Physik der Freien Universität Berlin und Experi- mente für die vorliegenden Dissertation
Berlin, im Juli 1982	

